

# ÇEKİRDEK FİZİĞİ

BÖLÜM-1 : **GİRİŞ**

BÖLÜM-2: **LEPTONLAR, ELEKTROMANYETİK VE ZAYIF ETKİLEŞMELER**

BÖLÜM-3: **NÜKLEONLAR VE GÜÇLÜ ETKİLEŞME**

BÖLÜM-4: **ÇEKİRDEK BÜYÜKLÜKLERİ VE KÜTLELERİ**

BÖLÜM-5: **ÇEKİRDEĞİN TABAN DURUM ÖZELLİKLERİ; KABUK MODELİ**

BÖLÜM-6: **ALFA BOZUNMASI VE KENDİLİĞİNDEN BÖLÜNME**

BÖLÜM-7: **ÇEKİRDEKLERİN UYARILMIŞ DURUMLARI**

BÖLÜM-8: **ÇEKİRDEK TEPKİMELERİ**

BÖLÜM-9: **ÇEKİRDEK BÖLÜNMESİNDEN GELEN GÜÇ**

BÖLÜM-10: **ÇEKİRDEK BİRLEŞMESİ (FÜZYON)**

BÖLÜM-11: **YILDIZLARDA ÇEKİRDEK SENTEZİ (NÜKLEOSENTEZ)**

BÖLÜM-12: **BETA VE GAMA BOZUNUMU**

BÖLÜM-13: **ENERJİK PARÇACIKLARIN MADDELERDEN GEÇİŞİ**

BÖLÜM-14: **RADYASYON SAYAÇLARI VE KÜTLE SPEKTROMETRELERİ**

## ÇEKİRDEK FİZİĞİ-1

### BÖLÜM-1 GİRİŞ

Atomları oluşturan çekirdek ve elektronlar, yüksüz bir atomda birbirlerini elektriksel olarak dengelerler. Nötral bir atomun kütlece %99'undan fazlası çekirdekte bulunur. 1932'de Chadwick'in nötronu keşfetmesinden sonra, atom numarası Z olan bir çekirdeğin, Z tane proton ve N tane nötrondan oluştuğu kabul edilmiştir. O zamanlar proton ve nötronun temel parçacık olduğu düşünülüyordu. Oysa bugün, proton ve nötronların temel parçacık olmadıkları, başka parçacıklardan oluştuklarının biliyoruz.

#### 1) FERMİYONLAR VE BOZONLAR

Temel parçacıklar fermiyonlar ve bozonlar olarak sınıflandırılır. Fermiyonlar Pauli dışarılama ilkesine uyan parçacıklardır. Bunlar  $\pm 1/2$ ,  $\pm 3/2$ ,  $\pm 5/2$ ... gibi spini buçuklu olan parçacıklardır. Fermiyonlar, istatistik mekaniğin Fermi-Dirac istatistiğine uyarlar. Elektron, proton, nötron birer fermiyondur.

Bozonlar Pauli dışarılama ilkesine uymazlar. Bunların spinleri 0,  $\pm 1$ ,  $\pm 2$ ,  $\pm 3$ ... gibi tamsayı olan parçacıklardır ve Bose-Einstein istatistiğine uyarlar.

Fermiyonları temsil eden dalga fonksiyonları simetrik, bozonları temsil edenler antisimetrik.

## 2) DOĞANIN PARÇACIK FİZİĞİ GÖZÜYLE BETİMLENMESİ

Temel parçacık fiziği, dünyayı kaynakları yine kendileri olan alanlar yoluyla etkileşen temel fermiyonlar cinsinden betimler. Etkileşme alanlarıyla ilintili olan parçacıklar ise bozondur. Doğada dört etkileşme alanı tipi söz konusudur. Bu kuvvetler , bunların bozonları:

Etkileşme alanı	Bozon	Spin
Kütleçekimi alanı	“Gravitonlar”	2
Zayıf alan	$W^+$ , $W^-$ , $Z$ parçacıkları	1
Elektromanyetik alan	Fotonlar	1
Kuvvetli etkileşme alanı	“Gluonlar”	1

gibidir. Bunlardan kütleçekim alanı çok zayıf olup yoğun kütleli yıldızlarda etkindir. Fermiyonları iki sınıfa ayırmak mümkündür. Bunlar; kuvvetli etkileşmelerde yer alamayan **leptonlar** ve tüm etkileşmelerde yer alan **hadronlar**dır.

## 3) KORUNUM YASALARI VE SİMETRİLER; PARİTE

Doğada enerji, çizgisel momentum, açısal momentum, elektrik yükü, lepton ve baryon sayıları, istatistik davranış türü, parite, CPT (yük.uzay paritesi.zaman)... gibi korunum yasaları vardır. Yalıtılmış bir sistemin toplam enerjisi zamanla değişmez. Ayrıca, bu sistemin çizgisel ve açısal momentumu da zamana göre sabit kalır. Tüm bu korunum yasaları genel olarak “uzay zamanın simetrilerinin” sonuçlarıdır. Çizgisel momentum korunumu uzayın homojenliğinden, açısal momentumun korunumu eşyönlülüğünden kaynaklanır.

Çekirdek fiziğinde özel öneme sahip simetri ve bunun korunum yasası vardır: yansıma simetrisi ve parite.  $r \rightarrow r' = -r$  başlangıç noktasına göre yansıma,  $Y(r)$  gibi bir tek parçacık dalga fonksiyonu yansıma altında çiftse  $Y(-r) = +Y(r)$  şeklinde +1 paritesine sahip olur. Yansıma altında tekse  $Y(-r) = -Y(r)$  şeklinde -1 paritesine sahip olur.

## 4) BİRİMLER

Fiziğin her dalı kendine uygun birimleri bulma eğilimindedir. Çekirdek fiziğinde, çekirdeğin boyutu olan  $10^{-15}$  m=1 fm (femtometre), uzunluk birimi olarak uygun olup genellikle **bir fermi** diye adlandırılır. Buna karşılık yüzey alanı boyutunda olan çekirdek etki kesitleri barn cinsinden ifade edilir: 1 b= $10^{-28}$  m<sup>2</sup>= 100 fm<sup>2</sup> . Çekirdek fiziğinde enerjiler çoğunlukla MeV basamağındadır.  $Mc^2$  enerji boyutunda olduğundan kütleler genellikle MeV/c<sup>2</sup> olarak ifade edilir. Buna göre yaklaşık elektron ve proton kütlesi;  $m_e=0,5$  MeV/c<sup>2</sup>,  $m_p=938$  MeV/c<sup>2</sup> dir. Ayrıca;  $\hbar c =197$  MeV fm,  $e^2/4\pi\epsilon_0 =1,44$  MeV fm,  $e^2/4\pi\epsilon_0 \hbar c =1/137$ ,  $c=3.10^{23}$ fm.s<sup>-1</sup> olduğunu bilmek yararlıdır.

## BÖLÜM-2

## LEPTONLAR, ELEKTROMANYETİK VE ZAYIF ETKİLEŞMELER

### 1) ELEKTROMANYETİK ETKİLEŞME

Elektromanyetik alan en uygun şekilde bir  $A(r,t)$  vektör potansiyeli ve  $\Phi(r,t)$  skaler potansiyeli ile temsil edilir. Basitlik için sadece skaler potansiyel düşünülürse, bu durumda

dalga fonksiyonu  $\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho(r,t)}{\epsilon_0}$  seçilir. Denklemin çözümü,  $\rho(r,t)=0$  olan

bölgelerde  $\Phi(r,t) = (sabit) e^{i(k \cdot r - \omega \cdot t)}$  ilerleyen dalgalar biçimindedir. Bu durum için

$w^2=c^2k^2$  olur. Dalganın toplam enerjisi ve momentumu  $E=\hbar w$ ,  $P=\hbar k$  tamsayı katlarıyla kuantumludur. İşimada söz konusu kuantuma **foton** denir.

Dalga denklemi  $\rho(r,t)\neq 0$  için, yüklü parçacıklar ışık hızına göre yavaş hareket ediyorlarsa, denklemde  $c$ 'li terim ihmal edilir ve bizi yaklaşık olarak Coulomb potansiyeline götürür. Yük

yoğunluğu  $\rho_1(r',t)$  olan bir parçacık için  $\Phi(r,t)\approx\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\int\frac{\rho_1(r',t)}{|r-r'|}d^3r'$  alabiliriz. Yük

yoğunluğu  $\rho_2(r,t)$  olan başka bir yüklü parçacık,  $U_{12}=\int\rho_2(r,t).\Phi(r,t).d^3r$  ile verilen bir potansiyel enerjiye sahip olacaktır.

Yüklerin hareketinden ileri gelen manyetik etkiler ise,

$U_{12}\approx\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\int\frac{\rho'_1\rho_2+(1/c^2)j'_1j_2}{|r-r'|}d^3r.d^3r'$  şeklinde olur. Burada  $j=pv$  şeklinde akım

yoğunluğudur. Görüldüğü gibi enerjiye gelen manyetik katkı  $v^2/c^2$  basamağındadır. Elektromanyetik etkileşme ayrıca yüklü parçacıkların saçılmasına da sebep olur.

## 2) ZAYIF ETKİLEŞME

$W^+$ ,  $W^-$  ve  $Z$  parçacıklarıyla ilintili üç zayıf etkileşme alanı vardır. Bunların her biri elektromanyetik alan gibi bir vektör ve bir skaler potansiyelle temsil edilir. Buradaki bozonların hepsi kütleli,  $W$  bozonları yüklü,  $Z$  bozonu ise yüksüzdür. Öneğin  $M_z=(92,9\pm 1,6)$   $GeV/c^2$ . Leptonlar ile elektromanyetik ve zayıf alanlar arasındaki etkileşmeler Salam ve Weinberg tarafından “**elektro-zayıf**” kuram içinde birleştirilmiştir.  $W$  ve  $Z$  bozonlarının varlığı bu kuram tarafından öngörülmüştür ve 1983 yılında deneylerle doğrulanmıştır.

$Z$  bozonuyla ilgili  $\Phi_z(r,t)$  skaler potansiyelinin sağladığı dalga denklemi  $M_z$ 'li terimi de

içermektedir:  $\left[\nabla^2-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\left(\frac{M_z c}{\hbar}\right)^2\right]\Phi_z(r,t)=-\frac{\rho_z(r,t)}{\epsilon_0}$ . Burada  $\rho_z(r,t)$  elektrik yüksüz

zayıf yük yoğunluğudur. Yük yoğunluğunun sıfır olduğu serbest uzayda denklemin düzlem dalda çözümleri  $\Phi_z(r,t)=(\text{sabit}).e^{i(kr-wt)}$  şeklindedir. Denklemin sağlanması için  $w^2=c^2k^2+c^2\left(\frac{M_z c}{\hbar}\right)^2$  olmalıdır. Denklemin, başlangıç noktasındaki noktasal bir birim

yüke karşılık gelen durgun çözümü  $\Phi_z(r)=\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\cdot\frac{e^{-Kr}}{r}$  şeklindedir. Burada  $K=\frac{M_z c}{\hbar}$  dir.

Bu çözüm zayıf yük dağılımına genelleştirildiğinde

$\Phi_z(r,t)\approx\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\int\frac{\rho_z(r',t)e^{-K|r-r'|}}{|r-r'|}d^3r'$  şeklinde yarı-durgun çözüm verir. Bu integralde  $\rho_z$

çarpanı üstel terimin değişim aralığı üzerinde yavaşça değişir bu nedenle integral dışına

alınabilir. Bu durumda skaler potansiyel  $\Phi_z(r,t)=\frac{1}{\epsilon_0}\left(\frac{\hbar}{M_z c}\right)^2\rho_z(r,t)$  olur.  $\Phi_z(r,t)$  alanında

iki parçacık arasındaki potansiyel enerji ise  $U_{12}^Z=\frac{1}{\epsilon_0}\left(\frac{\hbar}{M_z c}\right)^2\int\rho_{z1}(r,t).\rho_{z2}(r,t).d^3r$

biçiminde bulunur.

Elektrik yüküne sahip  $W^+$  ve  $W^-$  bozon alanları en önemli zayıf etkileşmelere, özellikle de  $\beta$  bozunumuna neden olurlar. Bu analar  $Z$  alaninkine benzeyen denklemlere uyarlar, fakat bu alanlarla ilintili parçacıkların kütleleri daha küçüktür:  $M_{W^+}=M_{W^-}=(80,8\pm 2,7)GeV/c^2$ .

## 3) ORTALAMA ÖMÜR VE YARI ÖMÜR

Parçacıkların tümü kararlı değildir: örneğin  $W^+$  ve  $Z$  bozonları sadece geçici bir varlık gösterir.  $t=0$  anında var olan kararsız bir parçacığın **ortalama ömrü**, radyoaktif bir

bozunuma uğramadan önce yalıtılmış olarak kaldığı ortalama süredir. Parçacığın t süresi boyunca yaşaması olasılığı P(t) ve birim bozunma süresi başına 1/τ gibi sabit bir olasılığa sahip ise P(t+dt) olasılığı P(t+dt)=P(t)(1-dt/τ) şeklinde olur. Burada (1-dt/τ) parçacığın dt küçük zaman aralığında yaşama olasılığıdır. Buradan (1/P)(dP/dt)=-1/τ elde edilir. Bunun integrali alındığında P(t)=P(0)e<sup>-t/τ</sup> radyoaktif bozunma denklemi elde edilir. Burada P(0)=1 dir. Bu parçacığın ortalama ömrü  $\int_0^{\infty} t \cdot P(t) \cdot (dt/\tau) = \int_0^{\infty} t \cdot e^{-t/\tau} dt / \tau = \tau$  olarak bulunur. **Yarı ömür** ise parçacığın bozunma olasılığının %50 olduğu zaman olup, T<sub>1/2</sub> ile gösterilir. Buradan  $P(T_{1/2}) = e^{-T_{1/2}/\tau} = 1/2$  den, T<sub>1/2</sub>=τ log2=0,693τ olarak bulunur. 1/τ'ya **bozunumun hızı** da denir.

#### 4) LEPTONLAR

Leptonlar, elektromanyetik ve zayıf etkileşmeler yoluyla etkileşen fakat kuvvetli etkileşmelere girmeyen ½ **spinli fermiyonlardır**. Elektrik yüklü leptonların tümü, spin vektörleri boyunca yönelmiş ve büyüklüğü  $\approx -\frac{e\hbar}{2m}$  olan manyetik momentlere sahiptir. Bu yüklü leptonlar arasında sadece elektron kararlıdır. Elektronlar Dirac denkleminin öngördüğü özelliklere sahiptirler. Elektronun karşıt parçacığı pozitrondur. Pozitronlar kuramsal öngörülerinden hemen sonra 1932'de **Anderson** tarafından deneysel olarak bulunmuştur. Bir pozitron elektromanyetik etkileşim sonucu iki veya üç foton üreterek elektronla birlikte yok olabilir. Yani enerjinin tümü elektromanyetik ışımaya dönüşür. Bu süreçler; e<sup>+</sup>+e<sup>-</sup>→2γ veya e<sup>+</sup>+e<sup>-</sup>→3γ şeklinde yazılabilir. **Çift üretimi** denilen ters süreç de mümkündür. Diğer elektrik yüklü leptonlar olan müon (μ<sup>±</sup>) ve tau (τ<sup>±</sup>) parçacıklarının özellikleri de **Dirac denklemiyle** iyi bir şekilde anlatılır. Leptonlarda, kütleli her parçacığın bir **nötrinosu** vardır. Bunlar kütsüz parçacıklar olup ışık hızıyla hareket ederler. Bunlar ν<sub>e</sub>, ν<sub>μ</sub>, ν<sub>τ</sub> ve bunların anti parçacıklarıdır. Bunlarla ilgili deneyler bugün devam etmektedir.

#### 5) AĞIR LEPTONLARIN KARARSIZLIĞI: MÜON BOZUNMASI

Müon, bir elektron ve bir karşıt-nötrinoyla birlikte bir müon nötrinosuna bozunur: μ<sup>-</sup> → ν<sub>μ</sub>+e<sup>-</sup>+ ν<sub>e</sub><sup>-</sup>. W alanları iki virtüel süreç yoluyla bu bozunumda aracı rolü oynarlar. Bunlar gözlemciye gözükmezler. W bozonları ilkesel olarak herhangi bir yüklü lepton ile onun karşıt- nötrinosunu veya bir karşıt-lepton ve onun nötrinosunu üretebilir, fakat tümünde de enerji korunmalıdır. Dolayısıyla müon bozunumunda yüklü lepton bir elektron olmalıdır. Bir bozunumun her adımında elektrik yükü korunmalıdır. Leptonların bozunumunda aynı zamanda lepton sayısı da korunmalıdır. Bu korunumda leptonlar +, karşıt-leptonlar - alınır.

#### 6) MÜON BOZUNUMUNDA PARİTENİN KORUNMAMASI

Başlangıçta yansıma altında bir parçacığın r konum vektörü ve P momentumu şu şekilde dönüşür: r → r'=-r ve p=mdr/dt → m(-dr/dt)=-P. Yansıma altında açısal momentum ise L→L'=(-r)x(-P)=+L olur. Bu durumda L; gerçek vektörler olan r ve P' nin gösterdiği yansıma özelliğine sahip değildir. Bu nedenle L, eksensel vektör veya **sanki-vektör** diye adlandırılır. Parçacığın S spin açısal momentumu için de benzer durum söz konusudur. Müon bozunumunda yansımış koordinat sisteminde P<sub>e</sub>→ -P<sub>e</sub> ve S<sub>μ</sub> → +S<sub>μ</sub> dur. Öyle ki; momentumun müon spiniyle aynı doğrultuda beslendiği söylenebilir. Görüldüğü gibi, kuramın denklemleri sadece, değişmemiş **sağ-elli çerçevede** geçerlidir ve **sol-elli yansımış çerçevede** geçerli olabilmesi için yeniden yazılması gerekir. Öyleyse yasalar yansıma altında değişmez değildir ve dolayısıyla parite müon bozunumunda korunmamaktadır.

## BÖLÜM-3

# NÜKLEONLAR VE KUVVETLİ ETKİLEŞME

### 1) PROTON VE NÖTRONUN ÖZELLİKLERİ

Nükleonlar da leptonlar gibi spinleri  $\frac{1}{2}$  olan fermiyonlardır. Nötronun kütlesi protonun kütlesinden yaklaşık %0,14 daha fazladır. Dolayısıyla kütle farkı;  $\Delta M=939,57-938,28=1,29$  MeV/c<sup>2</sup>, yani yaklaşık iki elektron kütlesi kadardır. Nötronun net elektrik yükü yoktur, protonun net yükü elektronun net yükünün zıt işaretlisidir. Proton üzerindeki yük bir noktada toplanmamış, proton merkezi etrafında küresel simetrik bir şekilde dağılmıştır. Deneysel yöntemlerle yük dağılımının ortalama yarıçapı  $R_p \approx 0,86$  fm olarak bulunmuştur. Ayrıca nötronda da pozitif yükün merkezde yoğunlaştığı ve bunun daha uzak mesafelerdeki negatif yükle dengelendiği bir yük dağılımı bulunur. Nükleonlardaki madde dağılımı da yaklaşık  $R_p$  mesafesine uzanır. Proton ve nötronun her ikisi de spinleriyle aynı yönde manyetik momente sahiptirler:  $\mu_p = 2,793 (e\hbar/2m_p)$ ,  $\mu_n = -1,913 (e\hbar/2m_p)$ . Proton ve nötronun taşıdıkları yük dağılımından dolayı sahip oldukları elektrik enerjisi yaklaşık  $E = e^2/(4\pi\epsilon_0 R_p) \approx 2$  MeV civarında olup, bu değer nükleonların sahip olduğu öz enerji ve uyarılma enerjilerine oranla çok küçüktür. Proton ve nötron yaklaşık olarak bütün kuvvetli etkileşmelerde benzer davranışlar sergiler.

### 2) NÜKLEONLARIN KUARK MODELİ

Spini  $\frac{1}{2}$  olan bütün iç yapıli sistemler tek sayıda fermiyondan oluşmaktadır (Çift sayıda fermiyon olması tam sayı spin verir). Nükleonların **kuark** adı verilen üç temel fermiyondan oluştuğu fikri, kuark modelinin temel kabullenmelerindedir. Nükleonlar ve çekirdek fiziği için en küçük kütleli olan; u(yukarı) kuark ve d(aşağı) kuark önemlidir. Proton temelde iki yukarı bir aşağı (uud), nötron ise iki aşağı bir yukarı (ddu) kuarktan oluşur. Bu kuarklar, gluon adı verilen temel kuvvetli etkileşim alanınca sarılmıştır. Nötronların kuvvetli etkileşimlerinin protonla aynı olması, gluon alanlarının bütün kuarklarda çeşide bağlı olmaksızın aynı şekilde çiftlendiğini gösterir. U'nun elektrik yükü  $+(2/3)e$ , d'nin elektrik yükü ise  $-(1/3)e$  dir. U'nun kütlesi d'nin kütlesinden yaklaşık 2 MeV/c<sup>2</sup> kadar büyüktür.

### 3) NÜKLEON-NÜKLEON ETKİLEŞMESİ: FENOMENOLOJİK BETİMLEME

Çekirdekte bir birine bağlı olan nükleonların kinetik ve potansiyel enerjileri her bir nükleonda var olan kuarkların uyarılma enerjilerinden belli bir mertebe ( $\approx 290$  MeV) daha düşüktür. Bu nedenle çekirdek, temelde taban durumlarında olan ve birbirleriyle etkileşme halinde nükleonlar topluluğu olarak düşünülebilir. Nükleonların etkileşimlerini anlamak için, iki nükleon için Schrödinger denklemi sayısal olarak çözülüp, parametreler deneysel verilere uyacak şekilde değiştirilir. Bu veriler döteronun özellikleri ve düşük enerjili saçılma verileridir. Döteron; bir proton ve bir nötrondan oluşan bağlı bir durum olup şu özelliklere sahiptir: bağlanma enerjisi  $E_b \approx 2,23$  MeV, açısal momentumu  $j=1$ , manyetik momenti  $\mu_d = 0,857 (e\hbar/2m_p)$ , elektrik kvadrupol momenti  $p=0,286$  fm<sup>2</sup>. Döteronda; proton-proton ve nötron-nötron bağlı durumlarından hiç biri yoktur. Bu durum Pauli dışarılam ilkesiyle de açıklanabilir. Saçılmalarda nükleonların  $\frac{1}{2}$  olan spinleri saçılma sırasında ters dönebilir. Kuvvetli nötron-nötron etkileşmesi kuvvetli proton-proton etkileşmesiyle yaklaşık aynıdır.

Bir birine bağlı nükleonların simetrik ve anti-simetrik durumları için çiftlenme durumlarına göre merkezci potansiyeller şöyle olur. Nükleonların spinleri toplamı  $S=0$  olursa, potansiyel merkezci potansiyeldir. Spinler toplamı  $S=1$  olursa merkezci potansiyele dört değişik terim

eklenir;  $V(r) = V_{C1}(r) + V_T(r)\Omega_T + V_{SO}(r)\Omega_{SO} + V_{SO2}(r)\Omega_{SO2}$ . Burada;  $\Omega_T = 3 \frac{(\sigma_1 r) \cdot (\sigma_2 r)}{r^2} - \sigma_1 \sigma_2$ ,

$\Omega_{SO} = (\sigma_1 + \sigma_2) \cdot L/\hbar$ ,  $\Omega_{SO2} = [(\sigma_1 L)(\sigma_2 L) + (\sigma_2 L)(\sigma_1 L)]/\hbar^2$  biçimindedir. Bu ifadelerdeki

$\sigma(\hbar/2)$  nükleon spin işlemcisi, L nükleon çiftinin açısal momentum işlemcisi, indislerdeki 1-2 ise birinci ve ikinci nükleonu gösterir. Potansiyeldeki ilk üç terim dötronun bağlanmasından sorumludur.

#### 4) MEZONLAR VE NÜKLEON-NÜKLEON ETKİLEŞMESİ

Bütün fermiyonlar gibi kuarklar da karşıt parçacıklara sahiptirler. Bir karşıt-proton ( $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$ ), karşıt nötron ( $\bar{d}\bar{d}\bar{u}$ ) şeklinde karşıt kuarklardan oluşur. Karşıt kuarkların kuarklarla kütleleri aynı, yükleri zıt işaretlidir. Karşıt maddenin elektromanyetik ve kuvvetli etkileşmeleri normal maddeninkiyle aynıdır. Fakat bunlar bir birlerini yok ettiklerinden bir arada sürekli kararlı olarak bulunamazlar. Kuark karşıt-kuark çiftleri, laboratuarda çok kısa sürelerde üretilebilmektedir. Gluon alanı, bir kuark ve bir de karşıt-kuark çiftini bağlayarak **mezon** adı verilen kısa ömürlü parçacık yapabilmektedir. Çekirdek fiziğinde önemli olan mezonlar  $\pi$  mezonlarıdır. Elektrik yüklü olan  $\pi^+$  ve  $\pi^-$  mezonları ( $u\bar{d}$ ) ve ( $d\bar{u}$ ) çiftlerinden, yüksüz  $\pi^0$  da  $(u\bar{u}-d\bar{d})/\sqrt{2}$  birleştirimi şeklinde kuark karşıt-kuark çiftlerinden oluşur. Bu birleşimin (+) işaretlisi  $\eta$  mezonuna aittir.  $\pi$  mezonlarının kütleleri:  $\pi^\pm=139,57 \text{ MeV}/c^2$ ,  $\pi^0=134,96 \text{ MeV}/c^2$  dir. ( $\eta$ 'nin kütlesi= $549 \text{ MeV}/c^2$ )

Bu mezonlardaki kuark karşıt-kuark çiftlerinin yörüngesel açısal momentumları sıfır olup, içsel spinleri de toplam açısal momentumu sıfır yapacak şekilde çiftlenir. İlk uyarılma durumunun yörünge açısal momentumu sıfır iken içsel spinleri toplam spin kuantum sayısını  $S=1$  verecek şekilde çiftlenir. Ortalama kütleleri  $\approx 750 \text{ MeV}/c^2$  olan bu durumlara  $\rho^+$ ,  $\rho^-$ ,  $\rho^0$  mezonları denir.

Nükleonlar arasındaki kuvvet aralarındaki mesafenin  $>1 \text{ fm}$  olduğu durumlarda temel gluon alanınca iletilmemekte, **mezon değiş tokuşu** ile iletilmektedir. Burada kullanılan, en küçük kütleli olmalarından dolayı  $\pi$  mezonlarıdır.  $|r_2 - r_1| > 1,4 \text{ fm}$  olduğu mesafelerde  $\rho$  mezonları baskındır.

#### 5) ZAYIF ETKİLEŞME; $\beta$ BOZUNUMU

Hadronlar, elektromanyetik ve kuvvetli etkileşimlerinin yanı sıra, zayıf etkileşmelerle de etkileşirler ve leptonlar gibi kuarklar da zayıf etkileşme yoluyla W ve Z bozonlarına çiftlenirler. Örneğin, bir kuark virtüel bir W bozonu yayarak yada salarak başka bir kuarka dönüşebilir. Bir protonun nötrona ya da bir nötronun protona dönüştüğü  $\beta$  bozunumu bu şekilde işler. Serbest uzayda kararlı üç kuarklı tek sistem protondur. Nötron ise kararsız olup 15 dakikalık ortalama ömre sahiptir. Bozunmalar  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ,  $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$  şeklindedir.

#### 6) DAHA ÇOK KUARK

U ve d kuarkları bir parçacık sisteminin en az kütleli kuark türleridir. Bunlardan daha büyük kütleli; s (acayıp), c (tılsımlı), b (alt) ve t (üst) şeklinde dört kuark daha vardır. S'nin yükü  $-(1/3)e$ , c'nin yükü  $+(2/3)e$ , b'nin yükü  $-(1/3)e$ , t'nin yükü de  $+(2/3)e$  dir.  $\pi$  mezonunu dışında daha büyük kütleli mezonlarda bu kuark çiftleri bulunur. Örneğin, kütlesi  $493,67 \text{ MeV}/c^2$  olan  $K^+$  mezonu ( $u\bar{s}$ ) dir.  $1193 \text{ MeV}/c^2$  kütleli  $\Sigma^0$  baryonu (uds) kuarklarından oluşur. Bir  $\Sigma^-$  baryonundaki s kuarkı W bozonu salarak;  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^- \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  bozunabilir. Yüklü bir piyonun ortalama ömrü  $2,60 \times 10^{-8} \text{ s}$ 'dir.  $\pi^0$  piyonunun etkileşimi daha hızlı olup ortalama ömrü  $0,83 \times 10^{-16} \text{ s}$ 'dir. Bir baryon ve bir karşıt-baryon her zaman ya birlikte yaratılır ya da birlikte yok olurlar. Yapılan deneyler baryon sayısının korunduğunu göstermiştir.

## BÖLÜM-4

# ÇEKİRDEK BÜYÜKLÜKLERİ VE ÇEKİRDEK KÜTLELERİ

### 1) ÇEKİRDEK YÜK DAĞILIMIYLA ELEKTRON SAÇILMASI

1911'de Rutherford'un maddeden  $\alpha$  parçacıkları saçılması deneyi bir atom çekirdeğinin atoma göre bağlı büyüklüğünü ortaya koymuştur. Elektron dağılımı  $1A^0=10^{-10}$ m, nükleon dağılımıysa  $1\text{fm}=10^{-15}$ m basamağındadır. Çekirdeğin boyutuyla ilgili kesin değerler 1950'lerden sonra elde edilmiştir. Saçılma deneylerinde gelen parçacığın de Broglie dalga boyu yük dağılımının eriştiği uzaklıklardan küçük olmalıdır. Bu durumda Schrödinger denklemi yerine göresel Dirac denklemleri kullanılır. Büyük çekirdeklere, çekirdeğin yük yoğunluğu küresel simetriden uzaklaşır. Çekirdek yük yoğunluğu için ( $\rho_y(r)$ ) kabul gören

denklem  $\rho_y(r) = \frac{\rho_y^0}{1 + e^{(r-R)/a}}$  şeklindedir. Burada, belirlenecek olan parametreler R ve a'dır,

$\rho_y^0, \int \rho_y(r) d^3 r = 4\pi \int_0^\infty \rho_y(r) r^2 dr = Z$  olacak şekilde seçilen boylandırma sabitidir.

### 2) MÜON ETKİLEŞMELERİ

Negatif müon çekirdek yükünü saptamak için kullanılan bir lepton türüdür. Kütleli  $m_\mu=207m_e$ , ortalama ömrü  $2,2 \times 10^{-6}$ s olup diğer özellikleri de elektronunkine benzer. Negatif müonlar deneysel olarak hedef madde içinde negatif piyon demetinin bozunumuyla üretilirler ve dış atom yörüngelerinde yakalanırlar. Müonların çoğu bozunmadan önce geçişler sırasında X-ışınları yayarak daha düşük yörüngelere düşerler. Bu x-ışınların ölçülen enerjileri,  $\rho_y(r)$  için çeşitli parametre seçimiyle hesaplanan enerjilere yakındır.

### 3) ÇEKİRDEKLERDE ÇEKİRDEK MADDESİNİN DAĞILIMI

Nükleonları bir arada tutan kuvvetli çekirdek kuvvetleri yükten bağımsız ve kısa menzillidir. Çekirdekte nötron yük yoğunluğunun proton yük yoğunluğuna oranı yaklaşık aynı olup,  $\rho_n(r)/\rho_p(r)=N/Z$  şeklindedir. Buna göre toplam nükleon yoğunluğu ( $\rho_n(r)+\rho_p(r)=\rho(r)$ ), proton ve nötron sayısına bağlı olarak  $\rho(r)=(A/Z)\rho_p(r)$  şeklindedir. Burada  $A=N+Z$ 'dir. Çekirdek yoğunluğu A ile artar. Büyük A değerleri için yaklaşık  $\rho_0=0,17$  nükleon. $\text{fm}^{-3}$  gibi sınır değerine gitme eğilimi gösterir. Bu durumda  $A=(4\pi/3)R^3\rho_0$ , buradan da çekirdek yarıçapı  $R=1,1.A^{1/3}$  fm olarak bulunur.

### 4) TABAN DURUMUNDAKİ ÇEKİRDEKLERİN KÜTLELERİ VE BAĞLANMA ENERJİLERİ

Bir çekirdeğin yaklaşık düzgün yoğunluğa sahip küresel bir sıvı damlasına benzetilebilir. Bir çekirdeği Z protonlarına ve N nötronlarına tamamen ayırmak için  $B(Z,N)$  enerjisine gerek vardır. Bağlanma enerjisi çekirdeğin kütlelerine  $m_{\text{çek}}(Z,N)=Zm_p+Nm_n-B(Z,N)/c^2$  ile bağlıdır. Çekirdek bağlanma enerjileri durgun kütle enerjileri ( $m_{\text{çek}}c^2$ )'nin %1'i kadardır. Deneysel olarak, çıplak çekirdeklerden çok, atom iyonlarının kütleleri doğrudan ölçülür. Yüksüz bir atomun kütleleri  $m_a(Z,N)$  ile gösterilirse,  $m_a(Z,N)=Z(m_p+m_n)+Nm_n-B(Z,N)/c^2-b_{\text{elek}}/c^2$  yazılabilir. Burada  $b_{\text{elek}}$ , atoma bağlı elektronların bağlanma enerjisidir. Yüksüz bir atomun Thomas-Fermi istatistiksel modelinde toplam elektronik bağlanma enerjisi  $E_b=20,8.Z^{7/3}$  eV kadardır. Atom kütlelerini belirlerken kullanılan birim, akb'dir. Akb, yüksüz  $^{12}\text{C}$  atomunun kütlelerinin  $1/12$ 'si olarak tanımlanır ve  $1\text{akb} \approx 931 \text{ MeV}/c^2$  kadardır.

### 5) YARI DENEYSEL KÜTLE FORMÜLÜ

Nükleon başına yavaşça değişen bağlanma enerjisi üzerinde katkıları olan "çiftlenme enerjilerinin" özellikleri ve kabuk yapısı etkileri, verilerine erişilebilen çekirdekler yoluyla elde edilebilir. Z proton ve N nötrondan oluşan A nükleonlu bir çekirdeğin toplam bağlanma enerjisi ;  $B(N, Z) = aA - bA^{2/3} - s \frac{(N-Z)^2}{A} - \frac{dZ^2}{A^{1/3}} - \frac{\delta}{A^{1/2}}$  şeklindedir. Burada a, b, s, d ve  $\delta$  parametreleri formülü deneyle ölçülen bağlanma enerjilerine uydurma yoluyla bulunur. Bu

değerler,  $a=15,835$  MeV,  $b=18,330$  MeV,  $s=23,200$  MeV,  $d=0,714$  MeV olarak belirlenmiştir. Delta ( $\delta$ ) ise;  $\delta=\{+11,2$  MeV (N tek-Z tek),  $0$  MeV (N çift, Z tek veya çift, N tek),  $-11,2$  MeV (N çift, Z çift)} olarak belirlenmiştir.

Çekirdeklerde kütle çekim etkileri daima küçüktür ve çekirdekler küresel olma eğilimindedirler. Bağlıdaki 4.terim olan Coulomb terimi, çekirdekte küresel yük dağılımının

durgun elektrik enerjisidir. Bu enerji;  $E_c = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 R_0 A^{1/3}}$  şeklindedir. Burada  $R_0=1,1$  fm dir.

## 6) $\beta$ KARARLILIK VADİSİ

Çekirdeğinde Z proton ve N nötron bulunan yüksüz bir atomun kütlesi;  $m_a(N, Z)c^2 = (Nm_n + Z(m_p + m_e))c^2 - aA + bA^{2/3} + s \frac{(N-Z)^2}{A} + \frac{dZ^2}{A^{1/3}} + \frac{\delta}{A^{1/2}}$  ile verilir.

(Elektronların bağlanma enerjileri küçük olduğundan ihmal edilmiştir). Bu denklemde N yerine  $A-Z$  yazılarak;  $m_a(A, Z)c^2 = (Am_n c^2 - aA + bA^{2/3} + sA + \delta A^{-1/2}) - (4s + (m_n - m_p - m_e)c^2)Z + (4sA^{-1} + dA^{-1/3})Z^2 = \alpha - \beta Z - \gamma Z^2$  şeklinde de yazılabilir. Bu denklemin Z'ye karşı grafiği,  $\delta=0$  iken bir paraboldür. Bu durumda, A sabit kalırken,  $N \geq Z$  için Z'nin minimum değeri  $Z_{\min} \leq A/2$  olur. Bir çekirdek için  $Z < Z_{\min}$  olduğunda  $m_{\text{çek}}(A, Z) > m_{\text{çek}}(A, Z+1) + m_e$  olmak koşuluyla,  $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e + \bar{\nu}_e$  süreci mümkündür.

Çekirdekle ilgili bir  $\beta$  bozunumunda açığa çıkan enerji, elektron ya da pozitron ve nötrino dışında parçacık üretecek kadar büyük değildir. Örneğin;  ${}^{77}_{32}\text{Ge}$  bir dizi  $\beta$  bozunumuyla  ${}^{77}_{34}\text{Se}$ 'ye bozunur, her adımda Z bir birim artar:  ${}^{77}_{32}\text{Ge} \rightarrow {}^{77}_{33}\text{As} + e + \bar{\nu}_e + 2,75 \text{ MeV}$  daha sonra  ${}^{77}_{33}\text{As} \rightarrow {}^{77}_{34}\text{Se} + e + \bar{\nu}_e + 0,68 \text{ MeV}$ .

$Z > Z_{\min}$  olan bir çekirdek, bir pozitron ve bir nötrino salarak bozunabilir. Atom ortamında pozitron yayımıyla bağlantılı olan bir  $\beta$  bozunumu süreci, elektron yakalanmasıdır. Bu süreçte, çekirdek atom elektronları bulutundan bir elektronu soğurur ve sadece bir nötrino yayar. Böyle süreçler, K yakalaması diye de adlandırılır. Çünkü soğrulan elektron büyük bir olasılıkla en içte bulunan K kabuğundan gelmektedir.

Çekirdeğin  $\beta$  kararlılık vadisinin dibi oldukça iyi bir yaklaşıklıkla,

$$Z = \frac{\beta}{2\gamma} = \frac{(4s + (m_n - m_p - m_e)c^2)A}{2(4s + dA^{2/3})}$$
 olarak verilir.

## 7) $\beta$ KARARLI ÇEKİRDEKLERİN KÜTLELERİ

$Z = \beta/2\gamma$  yaklaşıklığı kullanılarak  $\beta$  kararlı çekirdeklerin bağlanma enerjileri  $B(N, Z)$  hesaplanabilir. Buna göre terimler ve grafik eğrisi yorumlanabilir.

## 8) $\alpha$ BOZUNUMUNUN ENERJİSİ VE BÖLÜNME

Bağlanma enerjisi eğrisindeki keskin çıkıntı,  $\beta$  bozunumuna karşı kararlı olan ağır bir çekirdek için bozunumun diğer kiplerini olası kılar. Daha ağır çekirdeklerde A ile birlikte  $B(A)/A$  yavaşça artar. Bu durumda ağır çekirdeğin ikiye bölünmesi enerji yönünden daha uygun olabilir. Bölünen çekirdeklerin net bağlanma enerjisinin toplamı daha büyük olur. Bu süreç için en yaygın örnek  $\alpha$  parçacığı salınımıdır. Bir  $(A, Z)$  çekirdeğinin  $\alpha$  salması için koşul  $B(A, Z) < B(A-4, Z-2) + Q$  (MeV) biçimindedir. Burada Q (MeV), çekirdeğin bağlanma enerjisidir. Örneğin  ${}^4_2\text{He}$  'ün bağlanma enerjisi  $Q=28,3$  MeV dir. B kararlılık çizgisi üzerinde,  $A \geq 165$  olan çekirdeklerin tümü ilkesel olarak  $\alpha$  parçacığı yayabilir.

Yer yüzünde, sadece Th ve U'nun bazı izotopları, oluşumlarından beri uzun süre yaşamışlardır. Diğer kararsız ağır elementler, ya bunların bozunumunda oluşurlar ya da yapay olarak üretilirler.

## 9) ÇEKİRDEK BAĞLANMASI VE NÜKLEON-NÜKLEON POTANSİYELİ

Üç ya da daha fazla nükleon içeren bir çekirdekte, çekirdek potansiyel enerjisi, tüm nükleon çiftleri üzerinden iki cisim potansiyellerinin basit toplamı değildir: nükleonlar



birleşik parçacıklar olduğundan ek etkileşmeler de söz konusu olabilmektedir. Ancak, iki cisim potansiyelleri, çekirdek potansiyel enerjisine daha baskın katkı olarak gözükmürler. “Oylumsal” çekirdek maddesi için **Paris potansiyeli**, nükleon başına bağlanma enerjisi için 16 MeV/nükleon gibi bir değer verir. İki cisim potansiyeli özellikle hafif çekirdeklere deneye çok yakın değerler verir.

## BÖLÜM-5

### ÇEKİRDEĞİN TABAN DURUM ÖZELLİKLERİ; KABUK MODELİ

#### 1) ÇEKİRDEK POTANSİYEL KUYULARI

Taban durumunda bulunan bir çekirdek, sınırlı büyüklükte bir kuantum sistemi olup, açısal momentumu  $J$  ve bunun kuantum sayıları  $j = 1/2$ 'nin katlarına sahip, parçacıklar sistemidir.  $J \neq 0$  iken çekirdek bir manyetik momente sahip olup, ayrıca elektriksel dörtkutup (kuadripol) momente de sahip olabilmektedir. Çekirdeksel açısal momentum ve manyetik moment, kendilerini öncelikle atomik spektroskopide gösterirler. Örneğin çekirdek manyetik momenti ile elektron manyetik momenti etkileşmesi aşırı ince yapı yarılmalarına sebep olur. Çekirdek açısal momentumunun gözlenen değerleri, çekirdek kabuk modeli denen “çekirdeğin basit kuantum mekaniksel modelinin” geçerliliğine güçlü destek vermektedir. Bu modelde, her bir nötron diğer bütün nükleonlar tarafından yaratılan çekirdeksel potansiyelin küresel ortalamasından oluşan ortak potansiyel kuyusunda bağımsızca hareket eder, her bir proton da diğer bütün nükleonlar tarafından yaratılan çekirdeksel potansiyelin küresel ortalamasından oluşan ortak potansiyel kuyusunda ve diğer protonların yarattığı Coulomb potansiyelinde bağımsızca hareket eder.

Nötronlar ve protonlar için potansiyel kuyuları yaklaşık bir birine benzer. Temel elektrostatikte, Çekirdek yarıçapı  $R$  olmak üzere,  $U_c(r)$  Coulomb potansiyeli,  $r < R$  iken

$$U_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 R} \left( \frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R^2} \right), \quad r > R \text{ iken de } U_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \text{ olarak verilir.}$$

#### 2) NÜKLEON ENERJİLERİNİN TAHMİNİ

Enerjileri nötron kuyusunun tabanını temel alarak ölçerken, işimizi basitleştirmesi açısından proton kuyusunu nötron kuyusuna oranla sabit  $\bar{U}$  oranında yükseltelim. Burada  $\bar{U}$ , ortalama elektrostatik potansiyel ve proton potansiyel kuyusuna olan her türlü simetrik katkıyı içermektedir. Nötron durumu dalga fonksiyonu  $\psi_n$ , proton durumu için  $\psi_p$  iken

Schrödinger denklemi:  $-\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 \psi_n = E_n \psi_n$  ve  $-\frac{\hbar^2}{2m_p} \nabla^2 \psi_p = (E_p - \bar{U}) \psi_p$  şeklinde

yazılabilir. Burada nükleon spinlerini içeren terimler ihmal edilmiştir.  $N$  nötron ve  $Z$  proton içeren bir çekirdeğin kabuk modelinde: en düşük  $N$  nötron durumları  $E_n^F$  nötron Fermi enerji seviyesine kadar, en düşük  $Z$  proton durumları da  $E_p^F$  proton Fermi enerjisi seviyesine kadar

doludur. Bu durumda  $V$  sitem hacminde, nötron ve proton yoğunluğu  $N \approx \frac{V}{3\pi^2} \left( \frac{2m_n E_n^F}{\hbar^2} \right)^{3/2}$ ,

$$Z \approx \frac{V}{3\pi^2} \left( \frac{2m_p (E_p^F - \bar{U})}{\hbar^2} \right)^{3/2} \text{ şeklinde verilebilir.}$$

Sonlu bir kuyuda, çekirdeğin dışındaki potansiyelin altında bulunan  $E_n^F$ 'nin derinliği, nötronu çekirdekten ayırmak için gerekli olan enerjiye eşittir. Bu enerjiye  $S_n$  “**nötron ayrılma enerjisi**” denir ve bağlanma enerjileri cinsinden  $S_n(N,Z) = B(Z,N) - B(Z,N-1)$  şeklinde

yazılabilir. Bu, nükleon başına bağlanma enerjisi basamağında olup yaklaşık 8 MeV'dir. Burada nötron kuyusunun toplam derinliği ise yaklaşık 46 MeV'dir. Fermi enerjisinde bulunan bir nükleonun tipik hızı ve çekirdeğin R yarıçapı, tipik bir **çekirdeksel zaman ölçeği**  $t_{\text{çek}}$  oluşturur:  $t_{\text{çek}}=2R/v_F \approx 2,6 \times 10^{-23} \times A^{1/3}$  s.

### 3) ENERJİ KABUKLARI VE AÇISAL MOMENTUM

Nükleon seviyeleri hakkında daha doğru bilgi edinmek için proton ve nötron için verilen Schrödinger denklemini çözmeliyiz. Nükleonlar için küresel koordinatlarda dalga fonksiyonu  $\psi(r,\theta,\varphi)=u_l(r)Y_{lm}(\theta,\varphi)$  şeklinde yazılabilir. Sınır koşulları  $u_l(r)$ ,  $r=0$ 'da sonlu ve

$r=R$ 'de sıfır olmak üzere radyal çözüm  $-\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2}(ru_l) + \frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{l(l+1)}{r^2} u_l = E u_l$  denklemini

sağlar.  $L=0$  olduğu durumda (s durumu), çözümler;  $u_0(r) = \frac{\sin(k_n r)}{k_n r}$ ,  $E(ns) = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m_n}$  olarak

bulunur.  $L=1$  olduğu durumda (p durumu), Schrödinger denklemi  $-\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2}(ru_l) + \frac{\hbar^2}{m_n r^2} u_l = E u_l$  biçimindedir.  $r=0$  da sonlu olan çözümün

$u_1(r) = \frac{\sin(kr)}{(kr)^2} - \frac{\cos(kr)}{kr}$ ,  $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n}$  biçiminde olduğu türev alınarak görülebilir. Burada

$k$ 'yi yine  $u_l(R)=0$  olacak şekilde seçmeliyiz.  $kR=x$  alınırsa,  $u_l(R)=0$  yapan  $x$  değerleri,  $x_{1p}=4,49$ ,  $x_{2p}=7,73$ ,... olur ve buna karşılık gelen enerji değerleri  $E(np) = \frac{\hbar^2 x_{np}^2}{2m_n R^2}$  dir.

Aslında  $u_0(r)$  ve  $u_1(r)$  **küresel bessel fonksiyonlarının** özel durumlarıdır.

Buraya kadar verilenlerde spin ihmal edilmiştir. Çekirdek kabuk modelinin geliştirilmesindeki en önemli nokta, nükleonlar tarafından görülen potansiyelde, **spin yörünge çiftlenimini** belirten  $U_{so}(r)L \cdot s$  şeklinde bir terimin var olması gereğidir. Potansiyele spin yörünge etkileşim teriminin eklenmesi toplam açısall momentumun korunumunu ( $J=L+S$ ) engellemez. Bu durumda etkileşim potansiyeli  $(l, s, j, j_z | L \cdot S | l, s, j, j_z) = 1/2 [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \hbar^2$  şeklinde beklenen değerle yarıdır. Deneyler  $U_{so}(r)$ 'nin işaretinin (-) olduğunu göstermiştir. Bu nedenle örneğin  $l=2$  durumu için;  $j=l+1/2$  olan durumlar,  $j=l-1/2$  olan durumlardan daha düşük enerjilidir.

### 4) SİHİRLİ SAYILAR

Sihirli sayılar kabuk modeli oluşturulmadan belirlenmişti. Bu sayılar kabuk yapısının varlığı hakkında ip ucu vermiş, kabuk modelinin formülüne edilmesinde güçlü bir etken olmuştur. Sihirli sayılar tablolarında 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 şeklinde verilir. Sihirli sayıya sahip çekirdekler özellikle güçlü bağlıdırlar. En ağır  $\alpha$  kararlı çekirdekler,  $N=126$  ve  $Z=82$  ile "**çifte sihirli**" olan  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$  ve  $N=126$  olan  ${}_{83}^{209}\text{Bi}$ 'dir.

### 5) ÇEKİRDEĞİN MANYETİK DİPOL MOMENTİ

Kabuk modeli çekirdeğin manyetik dipol momentinin kaba bir açıklamasını da verir. Çiftler halinde bulunan nükleonların manyetik dipol (çift kutup) momentleri, spinlerde olduğu gibi bir birlerini yok edecek şekilde yönlendirilir ve bundan dolayı bütün çift-çift çekirdekler sıfır manyetik momente sahiptirler. Açısall momentum işlemcisi  $J$  olan bir çekirdekte

manyetik dipol moment işlemcisi  $\hat{\mu} = \frac{\mu}{j\hbar} \langle J \rangle \hat{i}$  şeklinde tanımlanır.  $B=(0, 0, B)$  ile

verilen  $z$  yönündeki bir manyetik alanda bulunan bir çekirdeğin manyetik potansiyel enerjisi  $E(j_z) = -\mu(j_z/j)B$  olur. Bu,  $j_z = -j, -j+1, \dots, j$  'ye karşılık gelen  $(2j+1)$  tane eşit aralıklı enerji seviyesi

bulduğunu gösterir. Bu seviyeler arasındaki geçişler  $w = \frac{|\mu|B}{j\hbar}$  açısal frekanslı (radyo frekanslı) elektromanyetik dalgayla sağlanır.

## 6) MANYETİK DİPOL MOMENTİN HESAPLANMASI

Basit kabuk modelinde tek A'ya sahip bir çekirdeğin manyetik momenti tamamen çiftlenmemiş nükleondan kaynaklanır. Tek kalan nükleon bir proton ise bunun yörünge manyetik momenti  $\mu_L = \frac{eL}{2m_p} = g_L \mu_N \left( \frac{L}{\hbar} \right)$  biçiminde olur. Nükleonun spin manyetik momenti ise  $\mu_S = g_S \mu_N \left( \frac{S}{\hbar} \right)$  şeklindedir. Burada proton için  $g_s=5,59$ , nötron için de  $g_s=-3,83$  tür. Dolayısıyla bir tek nükleonun toplam manyetik momenti;  $\mu = \mu_L + \mu_S$  olur. Proton için  $g_L=1$ , nötron için  $g_L=0$  dır. Buradan  $\mu = \mu_N \left[ \frac{1}{2}(g_L + g_s)j + \frac{1}{2}(g_L - g_s) \frac{(l-s)(l+s+1)}{(j+l)} \right]$  şeklinde toplam manyetik momenti bulabiliriz. Burada  $s=1/2$  ve  $l=1\pm 1/2$  olduğundan tek kalan nükleondan gelen katkı için  $\mu$  değerleri bulunabilir. Bunlar "Schmidt değerleri"dir.

## 7) ÇEKİRDEĞİN ELEKTRİK DÖRTKUTUP (KUADRİPOL) MOMENTİ

Spini,  $s \geq 1$  olan çekirdekler genelde, küçük ve sürekli bir elektrik dörtkutup momentine sahiptirler. Elektrik kuadripol momentini çekirdekdeki yük ve madde dağılımının küresel simetriden ne kadar saptığı hakkında bilgi verir. Klasik olarak,  $\Phi(r)$  gibi bir dış elektrostatik potansiyelde bulunan  $\rho_{yük}(r)$  çekirdeksel yük dağılımının enerjisi  $U = e \int \rho_{yük}(r) \Phi(r) d^3r$  şeklindedir. Başlangıç noktası  $r=0$  çekirdeğin merkezi alınıp  $\Phi(r)$  Taylor serisine açıldığında, potansiyele en fazla katkıda bulunan terimler

$U = eZ \Phi(0) - E \cdot d + \frac{1}{2} e \sum_{ij} \Phi_{ij} \int \rho_{yük}(r) x_i x_j d^3r$  şeklinde olur. Burada  $d = e \int \rho_{yük}(r) r d^3r$

şeklinde elektrik dipol momentidir. Çekirdek yük dağılımları genelde  $\rho_{yük}(r) = \rho_{yük}(-r)$  olacak şekilde yansıma simetrisi gösterdiğinden, zayıf etkileşimlerin dışında çekirdek elektrik dipol momentleri sıfırdır. Fakat son terim  $\Delta U = \frac{1}{2} e \sum_{ij} \Phi_{ij} \int \rho_{yük}(r) x_i x_j d^3r$  sıfırdan farklıdır.

Atomdaki elektronların çekirdek üzerindeki yük yoğunluğuna etkileri ihmal edilirse bu enerji

$\Delta U = \frac{1}{6} e \sum_{ij} \Phi_{ij}(r) Q_{ij}(r)$  olur. Burada  $Q_{ij}$  klasik yük dağılımının  $Q_{ij} = \int \rho_{yük}(r) [3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}] d^3r$

şeklinde **dörtkutup (kuadripol) moment tensörüdür**.  $\Delta U$  yaklaşık olarak  $10^{-9}$  eV mertebesindedir. Bu tür küçük enerji kaymaları radyo-frekans spektroskopisiyle ölçülebilmektedir. Kuadripol moment tensörü kuantum mekaniksel olarak,

$\langle Q_{ij} \rangle = C \left\langle \left[ \frac{3}{2} (j_i j_j + j_j j_i) - \delta_{ij} J^2 \right] \right\rangle$  şeklinde yazılabilmektedir. Geleneksel olarak,  $j_z$ 'nin

$j_z$ 'nin en büyük değerine eşit olduğu kuantum durumundaki  $Q_{33}$ 'ün beklenen değeri alınır. Bu durumda  $Q$  ifadesi  $Q = C[3j^2 - j(j+1)] = Cj(2j-1)$  olur.

## BÖLÜM-6

### ALFA BOZUNMASI VE KENDİLİĞİNDEN BÖLÜNME

#### 1) $\alpha$ BOZUNMASINDA AÇIĞA ÇIKAN ENERJİ

Bir (A,Z) çekirdeğinin  $\alpha$  bozunumunda açığa çıkan Q(A,Z) kinetik enerjisi ana ve ürün çekirdeklerin bağlanma enerjileri cinsinden  $Q(A,Z)=B(A-4, Z-2)+28,3\text{MeV}-B(A, Z)$  ile verilir. Burada 28,3 MeV,  ${}^4_2\text{He}$  çekirdeğinin deneysel bağlanma enerjisidir. İlkesel olarak  $Z>66$  olan çekirdekler  $\alpha$  bozunumu için kararsızdır. Uygulamada salınan enerji 4MeV'in altında ise bozunum hızı neredeyse gözlenemez hale gelir. Bizmuta ( $Z=83$ ) kadar olan  $\beta$  kararlı çekirdeklerinin ömürleri dünyanın yaşından çok çok büyüktür.

## 2) $\alpha$ BOZUNUMU KURAMI

Bozunumun enerji bakımından uygun olduğu çekirdeklerin  $\alpha$  bozunumunu engelleyen etki, durgun elektrik kuvvetidir. Örneğin Bizmutun Talyuna dönüşümü;  ${}_{83}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}_{81}^{205}\text{Tl} + {}^4_2\text{He} + 3,11\text{MeV}$  ilkesel olarak mümkün, fakat gözlenmez. Tl çekirdeğinden r uzaklıkta bulunan bir  $\alpha$  parçacığının (yükü  $2e$ ),  $r=r_c$  etkileşimde yasak bölgeye geçtiği kritik uzaklıkta

( $r_c=75\text{fm}$ ), Q enerjisi  $Q = \frac{2Z_{\text{Tl}} e^2}{(4\pi\epsilon_0)r_c}$  olur. Klasik mekaniğe göre,  $\alpha$  parçacığının çekirdeğe

$r_c$ 'den fazla yaklaşması imkansızdır, fakat kuantum mekaniğine göre parçacığın **tünelleme yoluyla** geçişine izin verilir.

Güçlü etkileşme bölgesinin dışındaki  $r>r_s$  uzaklığında  $\alpha$  parçacığının ışınsal dalga fonksiyonu

$$u(r) \text{ için Schrödinger dalga denklemi } -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} (ru) + \left[ \frac{2Z_d e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u = Qu$$

şeklindedir. Tl için  $r_s=1,1[(205)^{1/3}+4^{1/3}]\text{fm}=8,23\text{fm}$ , Schrödinger denklemindeki  $m=(m_\alpha m_d)/(m_\alpha+m_d)$  indirgenmiş küttedir.  $M_d$  ürün parçacığın küttesidir. Burada açıl momentum korunur, parite ise  $l=5$  olması durumunda korunur.  $l=0$  durumunda,  $u(r)=f(r)/r$

$$\text{yazılırsa, Schrödinger denkleminin çözümü } f(r) = \begin{cases} e^{\pm ikr}, & Q > V_0, k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (Q - V_0) \\ e^{\pm Kr}, & Q < V_0, K^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - Q) \end{cases} \text{ olur.}$$

Bu çözümler  $f(r)=e^{\Phi(r)}$  şeklindedir ve  $\Phi(r)$  sonradan belirlenebilir.  $f(r)$  Schrödinger denkleminde yerine yazılıp, küçük terimler (ikinci türevler) ihmal edilirse,

$$\Phi(r) = \pm \int \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left( \frac{2Z_d e^2}{4\pi\epsilon_0 r} - Q \right)} dr \text{ olur. } r > r_c \text{ ve } r_s < r < r_c \text{ için yaklaşık çözümler;}$$

$$f(r) = A \exp\left(+i \int_{r_c}^r k(r) dr\right) + B \exp\left(-i \int_{r_c}^r k(r) dr\right) \text{ ve}$$

$$f(r) = C \exp\left(+ \int_r^{r_c} K(r) dr\right) + D \exp\left(- \int_r^{r_c} K(r) dr\right) \text{ dir.} \quad \text{Burada}$$

$$k(r) = + \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left( Q - \frac{2Z_d e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right)} \text{ ve } K(r) = + \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left( \frac{2Z_d e^2}{4\pi\epsilon_0 r} - Q \right)} \text{ şeklindedir. Burada A,B,C ve}$$

D katsayıları sınır koşullarından belirlenir. Ağır çekirdekte  $\alpha$  parçacıklarının oluşum hızı çekirdek yüzeyiyle ilgilidir ve bir çekirdekten diğer çekirdeğe büyük oranda değişmez. Bu durumda, oluşan  $\alpha$  parçacığının  $r=r_c$  de ışınsal bulunma olasılığının  $r=r_s$  de ışınsal bulunma

olasılığına oranı  $\left| \frac{f(r_c)}{f(r_s)} \right|^2 = e^{-G}$  olur. Bu, parçacığın **Coulomb engelinden** geçiş olasılığı

olarak yorumlanabilir. Bu durumda  $r_c = \frac{2Z_d e^2}{(4\pi\epsilon_0)Q}$  olduğundan,

$$G = 2 \int_{r_s}^{r_c} K(r) dr = 2 \sqrt{\frac{2mQ}{\hbar^2}} \int_{r_s}^{r_c} \left( \frac{r_c}{r} - 1 \right)^{1/2} dr \text{ dir. } r = r_c \cos^2(\theta) \text{ de\u0131işken de\u0131iştirmesiyle integral alınır;}$$

$$G = \frac{\pi}{\hbar c} \left( \frac{2Z_d e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \sqrt{\frac{2mc^2}{Q}} \eta(r_s/r_c) \text{ bulunur. Burada } \eta \text{ fonksiyonu}$$

$$\eta(r_s/r_c) = \frac{2}{\pi} \left[ \cos^{-1} \left( \sqrt{\frac{r_s}{r_c}} \right) - \sqrt{\frac{r_s}{r_c} \left( 1 - \frac{r_s}{r_c} \right)} \right] \text{ şeklinde olup boyutsuzdur. } r_s/r_c \text{ sıfır ile 1 arasında}$$

değişir ve düşük enerjilerde  $r_c \rightarrow \infty$  iken  $\eta \rightarrow 1$  dir.  $r_s$  de yaratılan  $\alpha$  parçacıklarının toplam akısı ise  $\tau_0^{-1}$  ise,  $\alpha$  parçacıklarının birim zamanda yayılma olasılığı  $\tau_0^{-1} e^{-G}$  dir ve  $\alpha$  bozunumu için ortalama ömür  $\tau = \tau_0 e^{-G}$  ile verilir.  $\tau_0$  için varsayılan değer  $7 \times 10^{-23} \text{ s}$ 'dir. İlk araştırmacılar çekirdek yarıçaplarıyla ilgili tahmini  $\tau_0$ 'ın bu değerinden elde etmişlerdir. Bu basit kuram 1928 yılında **Gamov** ve **Gordon** ile **Gurney** tarafından ileri sürülmüş ve deneylerle uyuşumu dikkate değerdir. Kuramla deney arasındaki en büyük ayrılık  ${}_{84}^{210}\text{Po}$  çekirdeğinde söz konusudur. Bu ayrılık bu izotoptaki  $N=126$  kapalı kabuğuyla ilintilidir.

DeneySEL olarak bulunmuştur ki,  $\alpha$  parçacığı yayınımlı ürün çekirdeğin uyarılmış durumda kalmasıyla gerçekleşir. Tek-tek çekirdeklerde  $Q$  değeri azalmış olduğundan, böyle süreçlerin ortaya çıkma olasılığı düşüktür. Çift-tek çekirdeklerde durum daha da karmaşıklaşır. Çiftlenmiş bir nükleonun  $\alpha$  parçacığı oluşumunda rol oynaması olasılığı azdır ve bu nükleonun durumu, kısmen uyarılmış ürün çekirdek şekillenmesi oluşturabilir.

### 3) KENDİLİĞİNDEN BÖLÜNME

Alfa bozunumunda ağır bir çekirdek hafif bir helyum çekirdeğine ve başka bir ağır çekirdeğe ayrılır. Bölünme, bir çekirdeğin neredeyse eşit kütleli iki parçaya bölündüğü, benzer fakat daha simetrik bir sürece verilen addır. Bu iki parçaya da bölünme elemanları (**fragmanları**) denir. Fragmanlar çoğunlukla yüksek uyarılmış durumda bulunan çekirdeklerdir. Ana çekirdeğin taban durumunda özdeş iki fragmana bölündüğünü düşünürsek, çekirdeğin  $\Delta B$  bağlanma enerjisi  $\Delta B = 2B(A/2, Z/2) - B(A, Z)$  olur. Bu ifade;

$$\Delta B = -bA^{2/3} [2(1/2)^{2/3} - 1] - \frac{dZ^2}{A^{1/3}} [2(1/2)^{5/3} - 1] \text{ olur. } \Delta B > 0 \text{ ise bu bölünme enerji açısından}$$

olası hale gelir ve fragmanlar  $\Delta B$  kadar kinetik enerji kazanırlar. Bu durumda  $Z^2/A > 18$  olur. böyle çekirdeklerin yarı kararlı (**metastable**) olduğu söylenir.  ${}_{42}^{98}\text{Mo}$  'den ağır  $\beta$  kararlı çekirdekler bu koşulu sağlarlar. Ağır elementlerin bölünmesinde açığa çıkan enerji,  $\alpha$  bozunumundakine göre çok daha büyüktür. Örneğin,  ${}_{92}^{238}\text{U}$ 'nun simetrik bölünmesinde açığa çıkan enerji 180 MeV kadardır. Bu enerji her ne kadar yüksek olsa da süreç tünelleme etkisiyle önemli ölçüde engellenir ve kendiliğinden bölünme sadece elementlerin en ağırında gerçekleşir.

Çekirdek bölünmesini canlandırmak için çeşitli modeller geliştirilmiştir. Bunlardan biri de **sıvı damlası modelidir**. Damla başlangıçta küre olup, sonra elips, ... en sonunda iki küre olur. Elipsin yarı eksenleri  $\epsilon$  bozulma parametresine bağlı olarak  $a = (1 + \epsilon)R$ ,  $b = R/(1 + \epsilon)^{1/2}$  dir. Damlanın hacmi de  $V = (4/3)\pi ab^2$  sabit kalmak üzere yüzey alanı  $S(\epsilon) = 4\pi R^2 K(\epsilon)$  olur.

Burada  $K(\epsilon) = \left( 1 + \frac{2}{5}\epsilon^2 - \frac{52}{105}\epsilon^3 \right)$  şeklindedir. Öte yandan şekilce bozulma nedeniyle

$$\text{Coulomb enerjisi } E_c = \frac{\rho^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2} \iint \frac{d^3r \cdot d^3r'}{|r - r'|} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 R} \left( 1 - \frac{1}{5}\epsilon^2 + \frac{4}{21}\epsilon^3 \right) \text{ yazılabilir. Yarı}$$

deneySEL kütle formülünün parametreleri kullanılarak, elipsoid-benzeri bozulmanın enerji

değişimi bulunabilir.  $\epsilon^2 < 0$  (bu durumda  $Z^2/A > 2b/d=51$ ) olduğunda bozunma bölünme potansiyel engeline engellenmeden devam eder. Bu durum kimyasal elementlerde  $Z=144$  gibi bir mutlak üst sınırın bulunduğunu gösterir.

Düşük  $Z$  değerine sahip elementler için kendiliğinden bölünme bir potansiyel engeli içinden tünellemeyi içerir.  $Z^2/A$  ifadesi bir çekirdeğin kendiliğinden bölünmeye uğrama olasılığının bir ölçüsüdür. Kendiliğinden bölünme için ortalama ömrün logaritması ve  $Z^2/A$  arasında deneysel yolla bulunan yaklaşık olarak çizgisel olan bir ilişki vardır.

## BÖLÜM-7

### ÇEKİRDEKLERİN UYARILMIŞ DURUMLARI

#### 1) UYARILMIŞ DURUMLARIN DENEYLE BELİRLENMESİ

Çekirdeklerin uyarılmış durumlarını göstermenin, her durumun enerjisini ve kuantum sayılarını bulmanın bir çok yolu vardır. Bunlardan birisi başlangıçta durgun olan bir çekirdekte bir protonun saçılmasıdır. Gelen protonun momentumu  $P_i$ , saçılan protonun  $P_f$ , saçılma açısı  $\theta$  ise, ilk ve son kinetik enerjiler arasındaki fark

$$E = \frac{P_i^2}{2m_p} - \frac{P_f^2}{2m_p} - \frac{(P_i^2 + P_f^2 - 2P_i P_f \cos \theta)}{2m_A} \text{ olur. Burada } m_A^* \text{ geri tepen hedef çekirdeğin}$$

kütlesidir. Enerjinin korunumundan dolayı  $E$  çekirdeğe verilen uyarma enerjisidir.

**Döteron soyma yönteminde**, tek-enerjili bir Döteron demeti hedef bir çekirdeğe yönlendirilir. Döteronlar esnek ve esnek olmayan şekilde saçılarak olası olarak uyarılmış olan, başlangıçtaki hedef çekirdeği tetiklediğinden, bir çekirdek tepkimesi meydana gelebilir ve Döteron hedef çekirdeğe bir nükleon kaybedebilir. Bu durumda  ${}_1^2\text{H} + {}_Z^A\text{X} \rightarrow {}_Z^{A+1}\text{X}^* + p$  şeklinde sadece bir proton çıkar.

#### 2) UYARILMIŞ DURUMLARIN BAZI GENEL ÖZELLİKLERİ

Genelde, bir çekirdek ne kadar ağırsa o kadar çok uyarılmış duruma sahiptir. Döteronun uyarılmış durumu yoktur, sadece birkaç hafif çekirdeğin iyi tanımlanmış uyarılmış durumu vardır. Uyarılmış durumun sayısı,  $A$  arttıkça hızlı bir şekilde artar. Hafif çekirdek olan  ${}_5^{11}\text{B}$  ve  ${}_6^{11}\text{C}$  ayna çekirdeklerdir. Ayna çekirdeklerde birinin proton sayısı diğerinin nötron sayısına eşittir. Bu çekirdeklerin enerji düzeyleri de neredeyse eşittir (9 MeV). Uyarılmış durumların nicel olarak anlaşılması **kabuk modeliyle** gerçekleşir. Örneğin  ${}_5^{11}\text{B}$  çekirdeğinde, altı nötron  $1S_{1/2}$  ve  $1P_{3/2}$  kabuklarını doldurur.  $1S_{1/2}$  kabuğunu dolduran iki proton vardır ve  $1P_{3/2}$  kabuğundaki iki proton açısal momentumları sıfır olacak şekilde çiftlenirken, kalan tek proton taban durumunun spinini  $3/2$  ve paritesini  $(-1)$  olarak verir  $3/2^-$ . Spin ve paritesi  $1/2^-$  olan iki ayrılmış durum, kabuk modelinde tek protonun  $1P_{3/2}$  kabuğundan alınıp daha yüksek enerjili  $1P_{1/2}$  kabuğuna yerleştirildiği bir durum olarak göz önüne alınır. Böyle bir durum, **tek nükleon uyarılması** olarak bilinir.

Yüksek enerjili durumların bir çoğu birkaç nükleon uyarılmasına karşılık gelir. Çok sayıda uyarılmış durumların kabuk modeli içine kolaylıkla yerleştirilebileceği bir gerçektir. Sadece  $1P_{1/2}$  ve  $1P_{3/2}$  kabuklarına, 4 nötron ve 3 proton, 6 tek-parçalı nötron ve proton üzerinden  $\binom{6}{4} \times \binom{6}{3} = 15 \times 20 = 300$  bağımsız durum oluşturur.

#### 3) UYARILMIŞ DURUMLARIN BOZUNUMU: $\gamma$ BOZUNUMU VE İÇ DÖNÜŞÜM

Daha hafif çekirdeklere parçalanmak için gerekli eşik değeri altındaki enerjilere sahip uyarılmış durumlar sadece elektromanyetik olarak bozunurlar. En baskın kip  $\gamma$  bozunumudur ve bu bozunumda çekirdek daha düşük enerjili durumlardan birine tek bir foton yayarak

geçer. Bir çekirdek iç dönüşüm yoluyla da bozunabilir. Bu süreçte, çekirdeğin açığa çıkardığı elektromanyetik enerji, dışarı atılan bir atomik elektron tarafından tutulur. Foton veya elektron olarak yayılan parçacığın enerjisi; küçük geri tepmeler ve elektronun atomik bağlanma enerjisi olarak çekirdek tarafından kaybedilen enerjidir.

Çekirdek spinindeki değişim büyük olduğunda geçişler yavaş olur. Yayılan fotonun toplam açısal momentum kuantum sayısı  $j=1, 2, 3, \dots$  dir. Bir  $\gamma$  bozunumunda, bir çekirdek spini  $j_i$  den  $j_f$ 'ye değişiyorsa açısal momentumun korunması için  $j_i + j_f \geq j \geq |j_i - j_f|$  olmalıdır.

Buna göre,  $j_i=0$  ve  $j_f=0$  'a  $\gamma$  ışını geçişi yasaktır, fakat iç dönüşüm yoluyla geçişler olabilir.

Elektromanyetik geçişlerde açısal momentumun yanı sıra parite de korunur. İlk ve son durumlar aynı pariteye sahipse foton paritesi pozitif, zıt paritelere sahipse negatiftir.

Foton enerjisi ölçümleriyle uyarılmış durumların enerjisi hakkında bilgi edinilebilmektedir. Bozunum hızlarının ve fotonların kutuplanmasıyla yoğunluklarının açısal dağılımlarının ölçülmesi, geçişin “**çok kutup**” tipi konusunda bilgi verir. Bunlar  $2^j$  kutup geçişleri olarak dikkate alınır ( $j$ =tamsayı).  $J=1$  çift kutup,  $j=2$  dört kutup,  $\dots$  gibi. çekirdeklerin uzun ömürlü uyarılmış durumlarına **izomerik durumlar** denir.

#### 4) KISMİ BOZUMUN HIZLARI VE KISMİ GEÇİŞLER

Genel olarak bir çekirdek birkaç yolla bozunabilir. Çekirdek,  $\gamma$  yayımı ile bozunabildiği gibi, daha hafif çekirdeklere de bölünebilir. Bozunumun her bir kipi veya **bozunum kanalıyla** birlikte bir **kısmi bozunum hızı** söz konusudur. Toplam bozunum hızı kanallardaki  $\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}$  bozunum hızlarının toplamı şeklindedir. Burada  $\tau$ , uyarılmış durumların ortalama ömrüdür. İ.kanalın kısmi genişliği  $\Gamma_i = \hbar/\tau_i$ , toplam genişlik ise  $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$  şeklindedir. Genişlik  $\Gamma$ , enerji boyutundadır. Uyarılmış bir durum belirli bir enerjiye sahip değildir, fakat  $\Gamma$  genişlikli enerjilerin dağılımı yaklaşık bir  $E$  ortalama enerjisine sahiptir. Dolayısıyla,  $\Gamma\tau = \hbar$ , bizi Heisenberg bağıntısına götürür.

## ÇEKİRDEK FİZİĞİ-1 PROBLEMLER

1) a) Enerjisi 1 MeV olan bir fotonun dalga boyu kaç fm'dir?

b) Toplam yükü  $e$ , yarıçapı  $R$  olan düzgün yüklenmiş bir kürenin elektrostatik öz enerjisi,  $U=(3/5).(e^2/4\pi\epsilon_0 R)$  'dir.  $R=1$  fm ise  $U$  kaç MeV'dir?

**ÇÖZÜM:** a)  $\lambda=(2\pi c/w)=2\pi(\hbar c)/(\hbar w)=2\pi(197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}/1 \text{ MeV})=1240 \text{ fm}$ .

b)  $U=(3/5).(e^2/4\pi\epsilon_0 R)=(3/5).(1,44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}/1 \text{ fm})=0,86 \text{ MeV}$

2) Kinetik enerjisi 1 MeV olan ve serbest uzayda bulunun bir müon bozunmadan önce yaklaşık kaç metre ortalama yol alır?

**ÇÖZÜM:** 1 MeV lik enerji müonun durgun enerjisinden çok küçük olduğundan görelilik olmayan mekaniği kullanabiliriz. O zaman  $v=c\sqrt{\frac{2E}{m_\mu c^2}}=4,1 \times 10^7 \text{ m/s}$  olur.  $\tau_\mu$  süresince müon  $x=v \cdot \tau_\mu=90 \text{ m}$  yol alır.

3) Yükü  $+e$  ya da  $-e$  olan bir hadronun Coulomb öz enerjisi yaklaşık 1 MeV'dir. Bazı hadronların kuark yapıları ve MeV cinsinden durgun enerjileri şöyledir:  $n(\text{udd})=940$ ,  $p(\text{uud})=938$ ,  $\Sigma^-(\text{dds})=1197$ ,  $\Sigma^0(\text{uds})=1192$ ,  $\Sigma^+(\text{uus})=1189$ ,  $K^0(\text{ds}^*)=498$ ,  $K^+(\text{us}^*)=494$ .  $u$  ve  $d$  kuarkları, durgun enerjide farklı katkıda bulunurlar. Bu farkı belirleyiniz.

**ÇÖZÜM:** Yüklü parçacıkların durgun enerjilerinden 1 MeV çıkarılarak: (udd)=940, (uud)=937, ek d kuarkı için 3 MeV, (dds)=1196, (uds)=1192, (uus)=1188; ek d kuarkı için 4 MeV, (ds\*)=498, (us\*)=493; ek d kuarkı için 5 MeV bulunur. U kuarkı ile d kuarkı yer değiştirirse durgun enerji artar, bu örnekte ortalama artış miktarı 4 MeV'dir.

**4)**  ${}^6_{12}\text{C}$  karbon izotopu, atmosferde kozmik ışınların çekirdek tepkimelerinde üretilir. Bu izotop  $\beta$  kararsızdır ve ortalama ömrü 8270 yıldır:  ${}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + e^- + \bar{\nu}_e + 0,156 \text{ MeV}$ . Atmosferden yeni çıkmış karbonun 1 gramının dakikada ortalama olarak 15,3 tane bu tür radyoaktif bozunum verdiği bulunmuştur. Karbonda  ${}^{14}\text{C}$  izotopunun oranı nedir?

**ÇÖZÜM:** Örneğin N tane  ${}^{14}\text{C}$  çekirdeği içerdiğini düşünelim. Saniyedeki ortalama bozunum sayısı  $N/\tau=15,3/60 \text{ s}^{-1}$  dir ve dolayısıyla  $N=6,7 \times 10^{10}$  dur. Yüksüz karbonun atom kütlesi 12,01  $\text{g/mol}$  dir. 1 g karbon  $5 \times 10^{22}$  atom içerdiğinden örnekteki  ${}^{14}\text{C}$ 'nin oranı  $1,3 \times 10^{-12}$  dir.

**5)** Atom numarası Z olan, yarıçapı R olan bir çekirdeğin içerisindeki Coulomb potansiyeli  $U_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 R} \left( \frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R^2} \right)$  dir. Bu çekirdekte bulunan bir protonun ortalama Coulomb enerjisi nedir?

**ÇÖZÜM:**  $\bar{U}_c = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 R} \left( \frac{4\pi R^3}{3} \right)^{-1} \int_0^R 4\pi r^2 \left( \frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R^2} \right) dr = \frac{6}{5} \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 R}$ , buradan da örneğin  ${}^{82}_{208}\text{Pb}$  için yaklaşık 21,5 MeV bulunur.

**6)**  ${}^{238}_{94}\text{Pu}$ ,  $\alpha$  yayınımlı yoluyla,  ${}^{238}_{94}\text{Pu} \rightarrow {}^{234}_{92}\text{U} + \alpha + 5,49 \text{ MeV}$  bozunur.  ${}^{238}\text{Pu}$ 'un ortalama ömrü 128 yıldır.  ${}^{234}\text{U}$ 'nun ortalama ömrü  $2,5 \times 10^5$  yıl olup öncekine göre daha uzundur. Uzak gezegenleri araştırmak amacıyla  ${}^{238}\text{Pu}$  bir güç kaynağı olarak kullanılır. 50 yıl süreyle 1 kW'lık asgari bir ısı sağlamak için gereken  ${}^{238}\text{Pu}$  kütlesini bulun.

**ÇÖZÜM:** Madde içindeki alfa bozunumunda kinetik enerji büyük oranda ısıya dönüştürülür ve  ${}^{238}\text{Pu}$ 'a ait N atom ortalama olarak  $N(5,49 \text{ MeV})/\tau$  gibi bir güç üretir.  $1 \text{ kW} = 6,24 \times 10^{15} \text{ MeV} \cdot \text{s}^{-1}$  için  $N = 4,6 \times 10^{24}$  e veya 1,8 kg  ${}^{238}\text{Pu}$ 'ya ihtiyaç vardır.  ${}^{234}\text{U}$  yan ürününün bozunum hızı düşük olduğu için bu bozunumdan çıkan ısı önemsenmeyebilir. 50 yıl sonra geride kalan  ${}^{238}\text{Pu}$ 'un kütlesinin 1,8 kg olması için başlangıçta 2,7 kg plütonyum olması gerekir.

**7)**  ${}^5_{11}\text{B}$  ve  ${}^6_{11}\text{C}$  ayna çekirdeklerinin bağlanma enerjilerinin sırasıyla 76,205 MeV ve 73,443 MeV dir. Bu farkın tümüyle Coulomb etkilerinden meydana geldiğini proton yükünün her iki çekirdekte de  $R_c$  yarıçaplı bir küre içinde düzgün dağıldığını varsayarak  $R_c$ 'yi bulun. Bu değeri  $R = 1,1 \cdot A^{1/3} \text{ fm}$  ile karşılaştırarak farkı yorumlayın.

**ÇÖZÜM:**  $A=11$  alınarak Coulomb enerjileri arasındaki fark  $\Delta E_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} (Z_1^2 - Z_2^2) = 4$

MeV olarak bulunur. Bu değer gözenen enerji farkından ( $76,205 - 73,443 = 2,762 \text{ MeV}$ ) yaklaşık % 50 daha fazladır ve uyuşma sağlanması için  $R_c = 0,45 R$  alınmalıdır. Düzgün yük dağılım yaklaşıklığı kesin hesaplar için yetersizdir. Özellikle hafif çekirdekler için bu böyledir. Gerçekte bazı yükler epeyce büyük uzaklıklara kadar yer değiştirebilirler, böylece enerjiyi azaltırlar.

**Mehmet TAŞKAN**



## **KAYNAKLAR:**

- 1) W.N.COTTINGHAM., D.A. GREENWOOD., Çevirenler: AÇIKGÖZ, İrfan., YILDIRIM, Serbüent., “**Çekirdek Fiziğine Giriş**”, Literatür yay, İstanbul, 2001.
- 2) P.ARYA, Atam., Çeviren: ŞAHİN, Yusuf., “**Çekirdek Fiziğinin Esasları**”, Aktif yay, Erzurum, 1999.
- 3) BAISER, Arthur., Çevirenler: ÇETİN, Mustafa., YILDIRIM, Halil., GÜLSÜN, Zülküf., “**Çağdaş Fiziğın Kavramları**”, 2.Baskı, Ü.Kitapevi, Diyarbakır, 1989.