

FİZ441 ÇEKİRDEK FİZİĞİ DERS NOTLARI



Bu ders notları, 2009 yılından beri BEÜ Fizik Bölümü web sayfasında güncellenmekte olup başkaları tarafından değiştirilemez! Bir kısmı veya tamamı internet ortamında veya başka bir yerde yayınlanamaz!

Prof. Dr. Hüseyin AYTEKİN
Z.K.Ü. Fen-Ed. Fak. Fiz. Böl.



İÇERİK

EK-BİLGİ

Kuantum Mekaniği (Özet)

Bölüm 1

Çekirdeğin Genel Özellikleri

Bölüm 2

Temel Nükleer Yapı Modelleri

Bölüm 3

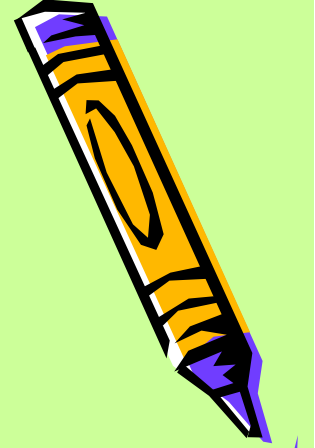
Radyoaktif Bozunum

Bölüm 4

Nükleer Reaksiyonlar

Bölüm 5

Nükleer Fisyon ve Füzyon



EK BİLGİ

Kuantum Mekaniği (Özet)

- Kuantum mekaniği, boyutu atomik ölçülere yakın, molekül, atom, çekirdek ve diğer atom altı parçacıkların mekaniğini konu alan bir dizi kurallar içeren bilimsel bir yöntemdir.
- Kuantum mekaniğinin gelişmesinde rol oynayan bazı olaylara, siyah cisim ışıması, Compton olayı ve fotoelektrik olayı verilebilir.
- **Siyah cisim ışıması:** Buna göre atomların enerji alışverişi sürekli olmayıp kesiklidir:

$$E=nhv$$

(Ek-1)

Burada, n kuantum sayısı, v ışığın frekansı, h ise Planck sabitidir. Işık, hv enerjisi taşıyan fotonlardan oluşmaktadır.

- **Compton olayı:** Buna göre, foton momentum taşımakta ve serbest bir elektronla çarpıştığında bir parçacık gibi davranmakta ve çarpışmadan sonra elektrona momentum aktararak saçılmaktadır. Saçılan fotonun dalga boyundaki değişim, $h/(m_e c)$ geri saçılan elektronun Compton dalga boyu ve φ saçılan fotonun geliş doğrultusu ile yaptığı açı olmak üzere, şu şekilde elde edilmektedir:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos \varphi)$$

(Ek-2)



Kuantum Mekaniköi (Özet)

- **Fotoelektrik olayı:** Buna göre, bir metal yüzeyine düşen ışığın yüzeyden elektron koparması düşen ışığın frekansı bir eşik değerdan W yüksek olduğunda başlar. Koparılan elektron, gelen fotonun $h\nu$ enerjisinden elektronun W bağlanma enerjisi kadar eksik bir enerjiyle yayınlanır:

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - W$$

Ek-3

- **Parçacıkların dalga özelliği:** Parçacıkların dalga özelliği kuantum mekaniğinin esasını oluşturur. De Broglie hipotezine göre momentumu p olan bir parçacığa bir dalga eşlik eder:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

Ek-4



Bölüm 1: Kuantum Mekaniköi Özet

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Belirsizlik İlkesi

- Klasik parçacığın büyüklüğü yaptığımız her deneyde aynıdır, bir kuantum parçacığının büyüklüğü ise gerçekleştirdiğimiz deneyle değişir. Yani, bir parçacık Δx boyutlu bir uzayda yerleşmiştir.
- Δx boyutu yapacağımız deneyle değişir. Beta bozunumunu inceliyorsak bir çekirdeğin boyutu olabilir. Parçacığı temsil eden dalga Δx bölgesinde büyük diğer yerlerde küçük genliğe sahiptir.
- Parçacığın p_x momentumu hakkındaki bilgimizi azaltarak Δx hakkındaki bilgimizi artırabiliriz. Parçacığı $\Delta x'$ e hapsedme işi p_x hakkındaki bilgimizi azaltır ve bir Δp_x değer aralığı belirler. Konum (x) ve momentumu (p) eş zamanlı ölçmek istersek her biri sırasıyla Δx ve Δp_x belirsizliğine sahip olur. Bu belirsizlikler Heisenberg belirsizlik ilkesi ile verilir:

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

Ek-5

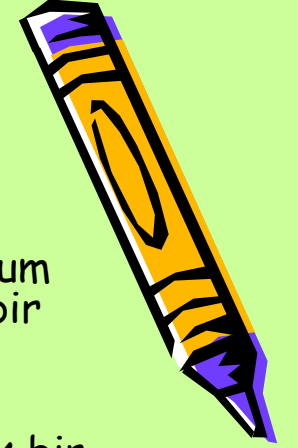
- Momentumdaki belirsizlik serbest bir parçacığın kinetik enerjisinde de **belirsizliğe** neden olur ve buradan enerji-zaman belirsizliği adı verilen, bir ifade türetilebilir:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$$

Ek-6

Ek 1: Kuantum Mekaniği Özet

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin



Kuantum Mekaniğinin Postulatları, İşlemciler, Özfonksiyonlar ve Özdeğerler



- **Postulat I:** Ölçülebilen bir A fiziksel büyüklüğüne (lineer momentum, enerji, kütle, açısal momentum gibi) bir \hat{A} işlemcisi karşı gelir.

$$\hat{A}\psi = a\psi$$

Ek-7

- A büyüklüğünün ölçümü, \hat{A} işlemcisinin a özdeğerine karşılık gelir:
- **Postulat II:** Bir A gözlenebilirinin ölçümü, sistemi ψ durumunda bırakan a değerini verir.
- Burada ψ , \hat{A} operatörünün a özdeğerine karşılık gelen özfonksiyondur. Örneğin, bir boyutta hareket eden serbest bir parçacığın herhangi bir andaki momentumunu ölçtüğümüzde parçacık momentumu $p = \hbar k$ olan bir ψ durumunda kalır.



Ek 1: Kuantum Mekaniği Özet

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Kuantum Mekanikinin Postulatları, İşlemciler, Özfonksiyonlar ve Özdeğerler



- **Postülat III:** Bir fiziksel sistemin belirli bir t anındaki durumu ψ dalga fonksiyonu ile verilir. Bu fonksiyon sürekli ve türevi alınabilir bir fonksiyon olup sistemin durumu ile ilgili tüm bilgi bu fonksiyondadır. Buna *durum fonksiyonu* da denir.
- **Postülat IV:** Bir sistemin dalga fonksiyonunun zaman içindeki gelişimi *Schrödinger denklemi ile belirlenir.*
- Zamana bağlı Schrödinger denklemi şu şekilde verilir:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H} \psi(\vec{r}, t); \hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V$$

Ek-8

Tablo 3.1 Toplam enerji, kinetik enerji ve momentum gözlenebilirlerine karşı gelen operatörler

Gözlenebilirler	Toplam Enerji	Kinetik enerji+pot. en.	Momentum
İşlemciler	$i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$	$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V$	$-i\hbar \nabla$



Ek 1: Kuantum Mekanikisi Özet

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Dalga Fonksiyonu

- Zamana bağılı Schrödinger denkleminin çözümü şu şekilde verilebilir:

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})e^{-i\omega t}$$

Ek-9

- Buna *kararlı durum fonksiyonu* denir. Dalga fonksiyonu hakkındaki bilgi, sistemin birçok özelliğini hesaplamamızı sağlar.
- Olasılık yoğunluğu yorumuna göre dalga fonksiyonu sonlu kalmak zorundadır.
- $|\psi^2| = \psi^* \psi$ olasılık yoğunluğu olarak tanımlanır. Parçacığın toplam bulunma olasılığı **1** olmak zorundadır:

$$\int_V |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV = 1$$

Ek-10

- Buna *normalizasyon koşulu* da denir.
- Herhangi bir sınırdaki dalga fonksiyonunun ve onun birinci türevinin sürekli olması dalga fonksiyonu üzerine konan önemli bir koşuldur.



Ek 1: Kuantum Mekaniği Özet

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

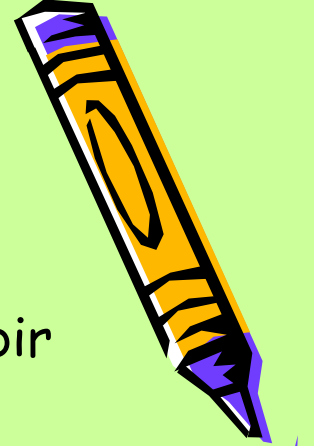
Beklenen Değerler

- x'in herhangi bir fonksiyonu $g(x)$, kuantum mekaniksel bir sistem için değerlendirilebilir.
- $g(x)$ için ölçtüğümüz değerler, olasılık yoğunluğu ile belirlenir ve $g(x)$ in ortalama değeri, x'in her değeri için fonksiyonun ortalamaya katkısı ile bulunur. Bu şekilde hesaplanan ortalama değerlere **beklenen değer** denir:

$$\langle g \rangle = \int \psi^* g \psi dx \quad \text{Ek-11}$$

- Şimdi momentumun x-bileşeninin beklenen değerini ifade edebiliriz:

$$\langle p_x \rangle = \int \psi^* \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi dx \quad \text{Ek-12}$$



Zamandan Bağımsız Schrödinger Denklemi

- Üç boyutta zamandan bağımsız Schrödinger denklemi aşağıdaki şekilde verilebilir:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + V(x, y, z) \Psi(x, y, z) = E \Psi(x, y, z) \quad (\text{Ek-13})$$

- Zamana bağlı çözüm yine aşağıdaki gibidir:

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{-i\omega t} \quad (\text{Ek-14})$$

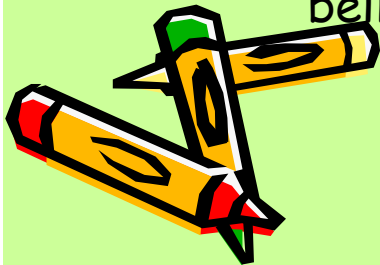
- Çekirdekler yaklaşık olarak küresel olduklarından, kartezyen koordinat sistemi işlemler için uygun değildir. Bunun yerine küresel kutupsal koordinatlar olan (r, θ, φ) kullanılmalıdır:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \Psi(r, \theta, \varphi) + V(r) \Psi(r, \theta, \varphi) = E \Psi \quad (\text{Ek-15})$$



Zamandan Bağımsız Schrödinger Denkleminin Tek ve Üç Boyutlu Problemlere Uygulama Sonuçları

- Bir boyutlu problemleri inceleyerek parçacıkların dalga özellikleri hakkında birçok bilgi edinilir.
 - Kuantum dalgaları bir potansiyel engeli geçebilir veya yansımaya uğrarlar.
 - Bir kuantum dalgası potansiyel engelini aşacak enerjiye sahip değilse bile engele geçebilir ve engeli geçen dalga fonksiyonu üstel olarak azalır.
- Üç boyutlu Schrödinger denkleminin çözümüne göre enerji seviyeleri dejeneredir.
 - Birçok farklı durum dalga fonksiyonları aynı enerjiye karşı gelir.
 - Dejenerlikler, atomun kabuk modelinde olduğu gibi çekirdek kabuk modelinde de l ve m_l dejenerlikleri her enerji seviyesinde kaç parçacık olacağını belirtir.
 - Potansiyel sadece r 'ye bağlı olduğunda dalga fonksiyonlarına belli bir l açısal momentumu karşı gelebilir.



Ek 1: Kuantum Mekaniği Özet

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Açısal Momentum

- Üç boyutlu problemlerin için Schrödinger denkleminin çözümünde yörüngesel açısal momentum kuantum sayısı l önemli rol oynar. l 'nin büyüklüğü $\langle l^2 \rangle = l(l+1)\hbar^2$ ile verilir. Atom alt durumlarında olduğu gibi çekirdek fiziğinde de l kuantum sayısı spektroskopik gösterimlerde kullanılır.
- Kuantum mekaniği açısal momentumun bileşenlerinden yalnız birini tam olarak tayin etmemize olanak verir. Ölçülecek bileşen z bileşeni ise şekilde $\langle l_z \rangle = \hbar m_l$ hesaplanır.
- Merkezi bir potansiyelde l yörüngesel açısal momentumu ile ve s spini ile hareket eden nükleon $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ toplam açısal momentumuna sahiptir. Toplam açısal momentum için de l ve s için olduğu gibi benzer ifadeler yazılabilir. j değeri spektroskopik gösterimde bir alt indis olarak kullanılır; $2p_{3/2}$ gibi.



Ek-1: Kuantum Mekaniği Özet

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

12

Parite

- Parite işlemi koordinatların başlangıç noktasına göre yansımaya neden olur. Üç boyutta Y_{lm} fonksiyonuna uygulanan parite işlemi $(-1)^l$ fazını verir:

$$Y_{ml}(\pi - \theta, \varphi + \pi) = (-1)^l Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (\text{Ek-16})$$

- Çok parçacıklı bir sistemin dalga fonksiyonu, her parçacığın dalga fonksiyonlarının çarpımıdır., Buna göre parite, dalga fonksiyonu çift pariteli herhangi bir sayıda parçacığı temsil ediyorsa çifttir veya tek pariteli tek sayıda parçacık varsa parite tektir. Nükleer durumlar tek veya çift pariteli belirli bir pariteye sahiptir. Bu genellikle o düzeyin toplam açısal momentumuyla belirlenir.



Ek-1: Kuantum Mekaniği Özet

Bölüm 1

Çekirdeğin Genel Özellikleri



- Çekirdek, genel olarak **nükleon** olarak adlandırılan **proton** ve **nötron** olmak üzere iki tip parçacıktan oluşmaktadır. Doğal olarak nükleonlar dalga özelliği taşırlar.
- Çekirdekler çeşitli sayıdaki nötron (**N**) ve protonların (**Z**) bir araya gelmesiyle oluşmaktadır. Çekirdeklerin proton sayısı ya da atom numarası **Z** ile, nükleon sayısı ya da kütle numarası da **A** ile verilir.
- Proton, hidrojen atomunun çekirdeği olup yükü $e=1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ ve kütlesi $m_p=1.67262 \times 10^{-27} \text{kg}$ dır. Nötron ise elektrik bakımından nötrdür ve kütlesi de $m_n=1.67493 \times 10^{-27} \text{kg}$ dır.
- Verilen bir çekirdeği belirtmek için **A** ve **Z** sayılarına ihtiyaç duyarız ve çekirdek için ${}^A_Z X$ sembolünü kullanırız Burada **X** kimyasal semboldür. Örneğin Azot çekirdeğini ${}^{15}_7 N$ temsil eder.

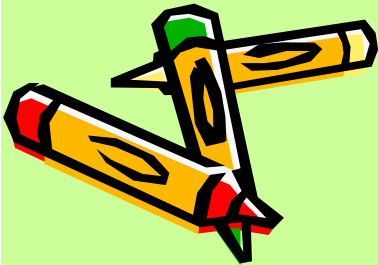


1.1. Çekirdeğin Statik Özellikleri



• 1.1.1. Çekirdek yarıçapı:

- En basit olarak gözlenebilen çekirdek büyüklüğü çekirdek yarıçapıdır.
- Çekirdeğin hacmi ve yarıçapı:
- $V = \frac{4}{3}\pi R^3 = kA$ ve $R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 \sim 1.2$ fm.
- Nükleer çaplar 2.4 fm den 15 fm ye kadar değişir. 1 fermi (fm) $= 1 \times 10^{-15}$ m
- Belirsizlik ilkesine göre kesin olarak tanımlanmış bir çekirdek sınırı yoktur. Bu bakımdan çekirdek maddesinin yük dağılımından söz etmek anlamlıdır.

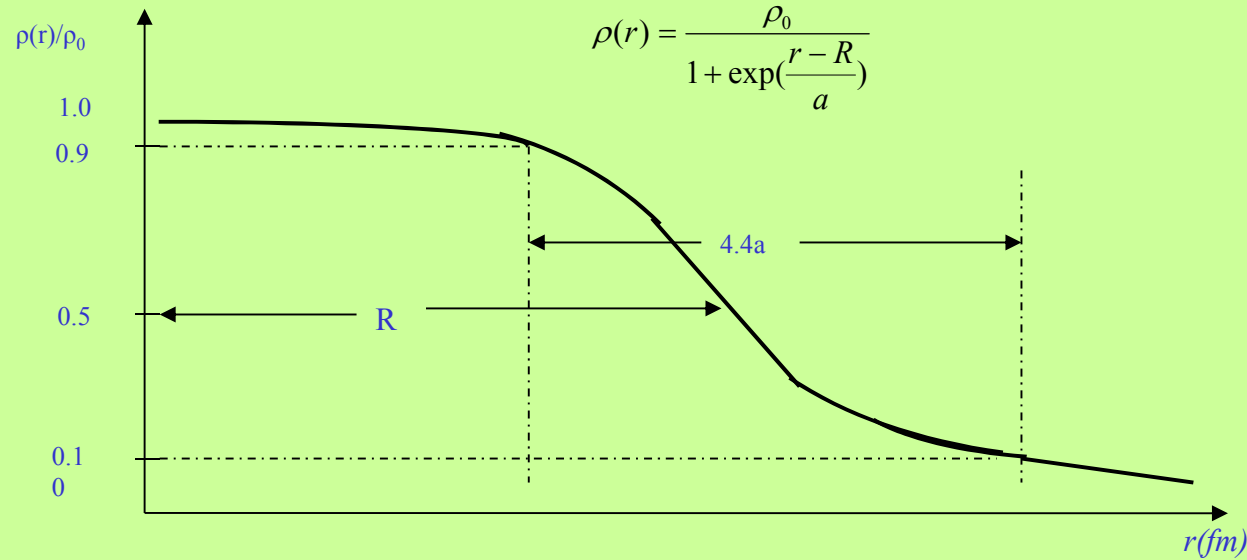


Bölüm 1: Çekirdeğin genel özellikleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

1.1.2. Çekirdek Yük Yoğunluğu

- R = çekirdeğin yük yoğunluğunun yarıya düştüğü mesafe,
- a = çekirdek kabuk kalınlığının bir ölçüsüdür,
- t = kabuk kalınlığı olmak ve $t=4.4a$ dir ve nükleer yoğunluğun %90'ından %10'una düştüğü uzaklık olarak tanımlanır.



Şekil 1.1 Yük yoğunluğunun nükleer yarıçapa göre değişimi

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Bölüm 1: Çekirdeğin genel özellikleri

1.1.3. Çekirdek Kütlesi

- Nükleer kütleler atomik kütle birimi ile belirlenir.
- ^{12}C atomu kütlesi= 12.000.000 birime (u)
- nötronun kütlesi= 1.008665 u
- protonun kütlesi: 1.007276 u
- Hidrojen atomunun kütlesi= 1.007825 u
- Kütleler, durgun kütle enerjisi ifadesi $E=mc^2$ dikkate alındığında, MeV/c^2 cinsinden de ifade edilirler.
- Örneğin, proton kütlesi 1.67×10^{-27} kg, 1.007276 u veya $938.27 \text{ MeV}/c^2$ ile ifade edilebilir.
- 1u kütle ise $931.5 \text{ MeV}/c^2$ ye karşılık gelir.



Bölüm 1: Çekirdeğin genel özellikleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Bazı durgun kütleler

Objeye	kg	U	MeV/c ²
Elektron	9.1094×10^{-31}	0.000548	0.51100
Proton	1.67×10^{-27}	1.007276	938.27
Hidrojen at.	1.67853×10^{-27}	1.007825	938.78
Nötron	1.67493×10^{-27}	1.008665	939.57



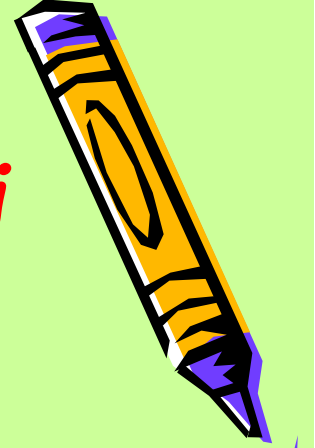
1.1.4. Çekirdek Spini (Açısal Momentum)

- Proton ve nötronlar fermiyon olup spinleri $\frac{1}{2}$ olan parçacıklardır.
- Çekirdek, bir nükleer açısal momentum (spin) kuantum sayısına sahiptir. Spin kuantum sayısı I ile gösterilir ve değeri tam veya buçuklu tam sayı olabilir.
- Nükleer açısal momentumun büyüklüğü de $\sqrt{I(I+1)}\hbar$ ile ifade edilir.
- Nükleer spine bağlı önemli uygulamalar Nükleer Magnetik Rezonans (NMR) ve Magnetik Rezonans Görüntüleme (MRI) olarak adlandırılır.



1.1.5. Çekirdek Manyetik Momenti

- Magnetik moment, $\mu=IA$
- Çekirdek magnetik momentleri nükleer magneton cinsinden ölçülür.
- nükleer magneton, $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p}$ (Proton için)
- Bohr magnetonu, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ (Elektron için)
- Bohr magnetonu $\approx 2000 \times$ Nükleer magneton
- Elektron magnetik momenti =1 Bohr magnetonu
- Protonun magnetik momenti; $\mu_p = 2.7928 \mu_N$
- Nötronun magnetik momenti; $\mu_n = -1.9135 \mu_N$

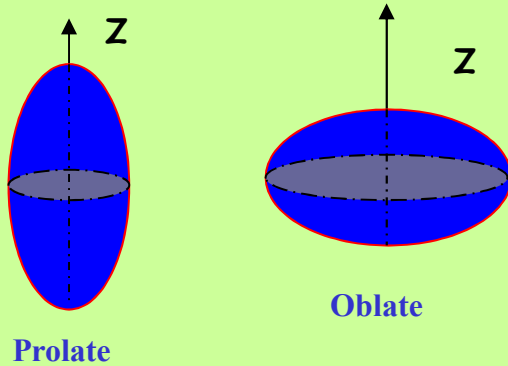


Bölüm 1: Çekirdeğin genel özellikleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

1.1.6. Elektrik Kuadropol Moment

- Elektrik kuadropol moment (Q): Nükleer yük dağılımının elipsoid etkin şeklini temsil eden bir parametredir.
- $Q \neq 0$ ise yük dağılımı küresel simetrik değildir.
- $Q > 0$ ise elipsoid prolatedir.
- $Q < 0$ ise elipsoid oblatedir.



Şekil 1.2

$$Q_0 = \int \rho(3z^2 - r^2) dV \quad \text{Klasik tanım}$$

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad \text{Kuantum mekaniksel}$$

I , nükleer spin; K ise I 'nin z -izdüşümüdür.

1.1.7. Bağlanma Enerjisi

- **Tanım:** Nükleonları bağlı durumda bir arada tutan enerjiye **bağlanma enerjisi** denir.
- Karalı çekirdek için; $\Sigma M_{\zeta} < (\Sigma M_p + \Sigma M_n)$
- **Örneğin,** $M {}^4\text{He} = 4.002603 \text{ u}$ ve $\Sigma M_p + \Sigma M_n = 4.032980 \text{ u}$
- $\Delta M = (\Sigma M_p + \Sigma M_n) - M({}^4\text{He}) = 0.030377 \text{ u}$
- **Bağlanma enerjisi = Kütle eksiği (u) x 931.5 MeV/u**
- $E_b = 0.030377 \text{ u} \times 931.5 \text{ MeV/u} = 28.30 \text{ MeV}$
- ${}^4\text{He}$ çekirdeğinin toplam bağlanma enerjisi olarak yorumlanır.

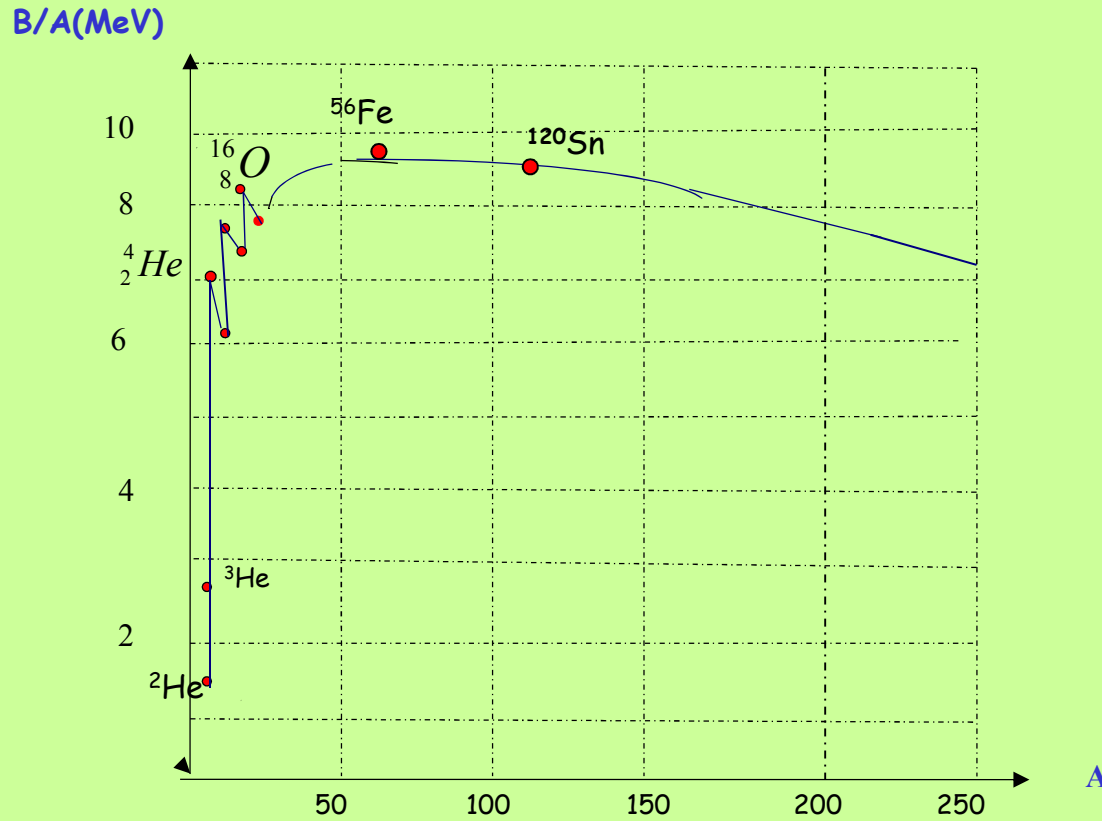


Bölüm 2: Çekirdeğin genel özellikleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

22

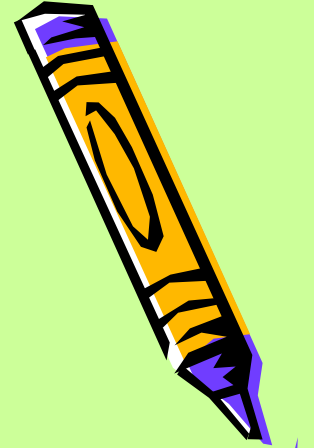
Nükleon başına bağlanma enerjisi (B/A)



Şekil 1.3. nükleon başına bağlanma enerjisi

Bölüm 1: Çekirdeğin genel özellikleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin



Nükleon başına bağlanma enerjisi eğrisi

- Küçük A'lar için nükleon başına bağlanma enerjisi küçüktür. Eğri, A'nın artmasıyla yükselir ve ^{56}Fe civarında nükleon başına 8.7 MeV'lik bir platoya ulaşır.
- Plato ötesinde bağlanma enerjisi yavaşça azalır. A=140 tan sonra düzgün bir şekilde azalmaya devam eder. ^{238}U için 7.6 MeV değerini alır.
- Nükleon başına küçük bağlanma enerjisi değerleri büyük kütle numaralılarda protonların Coulomb itmelerine göre izah edilir küçük kütle numaralılarda sıvı-damla modeline dayanarak yüzey gerilim olayına göre izah edilmektedir.
- Eğriden anlaşılacağı üzere bu karakteristikler fisyon ve füzyon olayında enerji açığa çıkışına izin verir.



Bölüm 1: Çekirdeğin genel özellikleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

1.1.8. Nükleer Kuvvetler

- Nükleonları birarada tutan bunlar arasındaki çekici tipteki güçlü nükleer kuvvetlerdir.
- Protonlar elektriksel kuvvetle birbirlerini iterken güçlü nükleer kuvvetler onları bir arada tutmaya çalışırlar.
- Kararlı çekirdeklere çekici kuvvetler itici kuvvetlerden daha baskındır.
- Çüçlü nükleer kuvvetler, proton ve nötron ayırımı yapmaksızın nükleonlar arasında etkindir.
- Nötronlar, elektriksel bakımdan nötr olduklarından diğer nötron ve protonlarla nükleer kuvvet yoluyla etkileşirler.



Bölüm 1: Çekirdeğin genel özellikleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

25

Nükleer kuvvetlerin özellikleri

- Nükleer kuvvetlerin önemli bir özelliği kısa menzilli oluşudur. Yani sadece kısa menzilde etkilidir ve 10^{-15} m den daha daha uzak mesafelerde sıfırdır.
- Bu kuvvetler 0.5 fm altında iticidirler.
- Güçlü nükleer kuvvet tuhaf tabiatlıdır; Örneğin, proton sayısından birkaç tane veya daha fazla nötrona sahip çekirdeklerde nükleonların bağlanmaları azalır (kararsızlıkları artar).

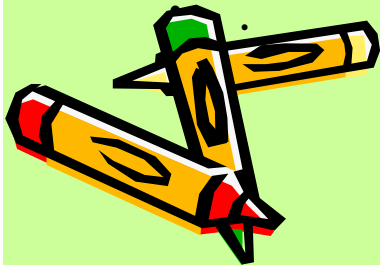
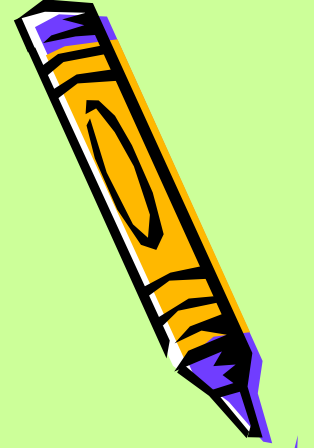


Bölüm 1: Çekirdeğin genel özellikleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

1.2. Nükleer Kararlılık

- Kararlı çekirdekler protonlara nazaran daha çok nötronlara sahiptirler.
- Çok büyük Z değerleri için, nötron sayısı büyük oranda artan elektriksel kuvvetlerin üstesinden gelir.
- Z=82 üzerinde tam olarak kararlı çekirdek yoktur.
- Kararlı çekirdeklerden kastımız onun sonsuza kadar birada kalmasıdır.
- Kararsız bir çekirdekten kastımız ise, çekirdeğin parçalanması olup bu da radyoaktif bozunmaya karşılık gelir.
- Bağlanma enerjisi grafiğinden (Şek. 1.2) den de anlaşılacağı üzere kararlı çekirdekler $A \approx 30$ larda $N=Z$ olma eğilimindedirler.
- (şekil 2.2)



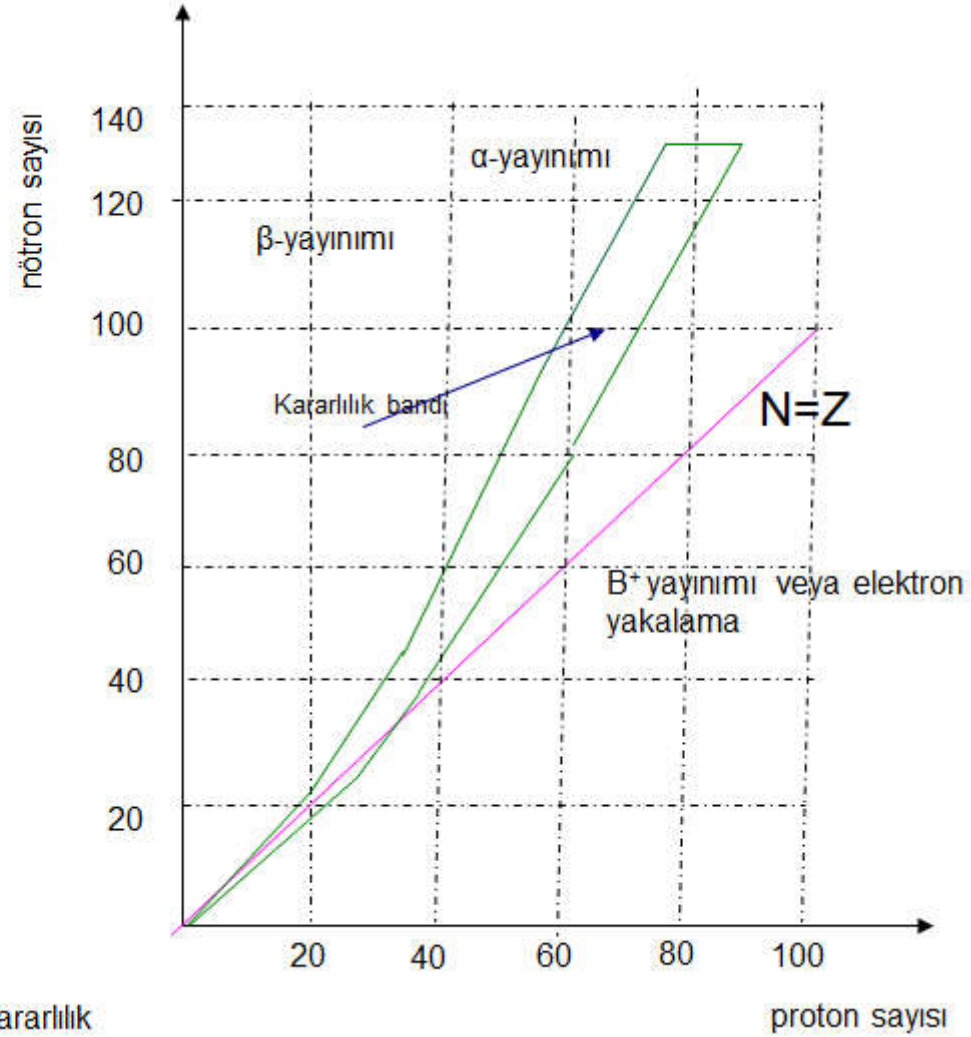
Bölüm 1: Çekirdeğin genel özellikleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

27

Nükleer Kararlılık

Nükleer kararlılık



Şekil 1.3. nükleer kararlılık

2.3. Nükleer Kuvvet Tipleri

- ikinci bir nükleer kuvvet tipi güçlü çekirdek kuvvetlerinden daha zayıf olan kuvvet tipidir.
- zayıf nükleer kuvvet sadece belli tiplerdeki radyoaktif bozunumlar olduğunda kendini gösterir.
- Güçlü ve zayıf nükleer kuvvetler, gravitasyonel ve elektromagnetik kuvvetlerle birlikte doğada bilinen dört tip kuvveti oluştururlar.



Bölüm 1: Çekirdeğin genel özellikleri

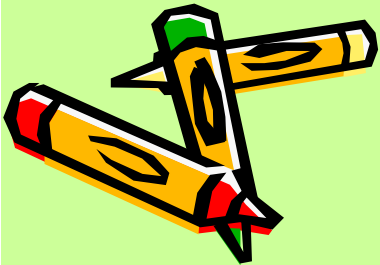
Prof. Dr. Hüseyin Aytakin

29

Bölüm 2

Temel Nükleer Yapı Modelleri

- Çekirdek kuvvetlerinden yararlanarak çekirdeklerin yapısı hakkında henüz genel bir teori yapılmamıştır. Bu bakımdan, deney sonuçlarını açıklayabilmek için çeşitli çekirdek modelleri (teorileri) ortaya atılmıştır.
- Çekirdek fiziğinde önce, basitleştirilmiş fakat matematiksel olarak kolay işleyen ve bizi fiziksel bilgiye götüren bir model seçilir. Şayet bu teori çekirdeksel özelliklerin bir kısmını başarılı bir şekilde veriyorsa bu teoriyi yeni terimler ekleyerek geliştirebiliriz.
- Başarılı bir model, daha önce ölçülen nükleer özellikleri açıklayabilmeli ve yeni deneylerde ölçülebilecek başka özellikler kestirebilmelidir.



2.1. Sıvı Damlası Modeli

- Bu modele göre, çekirdekdeki iç yapı dikkate alınmadan çekirdek bir sıvı damlası gibi düşünülmüştür.
- Bu modelde, çekirdek nötron ve protonlardan oluşan ve proton sayısı ile orantılı elektrik kuvveti ile birlikte, klasik bir sıvı olarak ele alınır.
- Nükleonların kuantum mekaniksel doğası Pauli dışarlama ilkesi ile ortaya çıkar.
- Buna göre, aynı tür iki nükleon aynı düzeyde bulunamaz. Buna göre de sıvı bir Fermi sıvısı olarak bilinir.



Sıvı Damlası Modeli

- Bu basit model çekirdeklerin bağlanma enerjisinin ana özelliklerini açıklar.
- Bu model yardımı ile, çekirdek kütlelerini oldukça iyi açıklayan ampirik kütle formülü elde edilebilmektedir.
- Bu modelle çekirdeklerin kararlılığını ve fisyon olayını açıklamak mümkün olmaktadır.
- Ayrıca, nükleer reaksiyonların geniş bir sınıfını açıklamada da faydalı bir modeldir.
- Diğer taraftan, 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, gibi sihirli sayılar olarak bilinen sayıda nükleona sahip çekirdeklerin aşırı kararlılığını açıklayamamaktadır.



Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Sıvı damlası modeli

2.1.2. Yarı Deneysel Kütle Formülü

- $M(A, Z)$ kütleli herhangi bir atom için, sıvı damlasıyla kıyaslayarak yarı-deneysel bir kütle formülü elde edilebilir.
- Nükleonlar arasındaki kuvvet, bir sıvı molekülleri arasındaki kuvvetlere benzer şekilde, kısa menzilli olup doyum özelliklerine sahiptir.
- Böyle bir kıyaslama ile kütle formülündeki birçok önemli terim elde edilebilir.



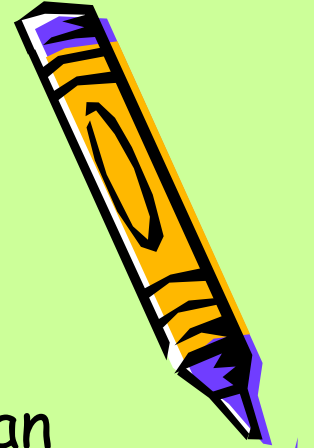
Yarı Deneysel Kütle Formülü ve Bağlanma Enerjisi

- Bağlanma enerjisi ifadesini elde ederek buradan kütle formülüne geçilebilir. $M(Z,A)$, A kütle numaralı çekirdeğin kütlesi ile $B(A,Z)$ bağlanma enerjisi arasındaki ifade aşağıdaki şekilde verilir:

$$M(Z, A) = Zm({}^1H) + Nm_n - B(Z, A)/c^2 \quad (2.1)$$

- Bağlanma enerjisini veren beş terimli bir formülü aşağıdaki gibidir:

$$B = a_h A - a_y A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (2.2)$$



2.1.3. Bağlanma Enerjisi

- İlk üç terimi; sırasıyla, hacim, yüzey ve Coulomb terimleri yüklü bir sıvı damlasının enerjisinin hesaplanmasındaki gibidir:

$$B_v = a_h A, \quad B_y = -a_y A^{2/3}, \quad B_c = -a_c Z(Z-1)A^{-1/3} \quad (2.3)$$

- Dördüncü terim (**simetri terimi**), Pauli prensibi ($A=2Z$) ile ilişkilidir. Beşinci terim ise çiftlenme terimidir (**teklik^{ve}çiftlik**). Nükleonlar spinleri sıfır olacak şekilde çiftlenirler. Pauli prensibi bir cins nükleonların çift sayıda olmasını destekler.
- Çift-tek veya tek-çift çekirdeklerde çiftlenmemiş bir nükleon bulunacaktır. Tek-tek çekirdeklerin en kararsız olmalarının nedeni ise proton nötron arasında bir çiftlenme olmamasıdır.
- Formüldeki a_h , a_y , a_c , a , ve a_s değerleri bağlanma enerjisinin deneyle uyumunu sağlayacak şekilde sırasıyla, 15.5, 16.8, 0.2, 23 ve 34 MeV değerlerini almaktadırlar.



2.1.4. En Kararlı İzotop Tayini

- (2.2) ile verilen bağlanma enerjisi ifadesindeki ilk üç terim sıvı damlası modelinin özelliklerini hesaba katarken son iki terim kabuk modelinin özelliklerini dikkate alır. Kabuk modeli daha çok bireysel nükleonlarla ilgilidir.

(2.1) ile verilen yarı deneysel kütle formülünde, sabit bir A için, M 'nin Z 'ye göre türevi bir parabol verir. Parabolün tepe noktası (2.1) ifadesinin minimuma ulaştığı noktadır, yani en kararlı izotopun Z değeri için aşağıdaki ifade elde edilir.

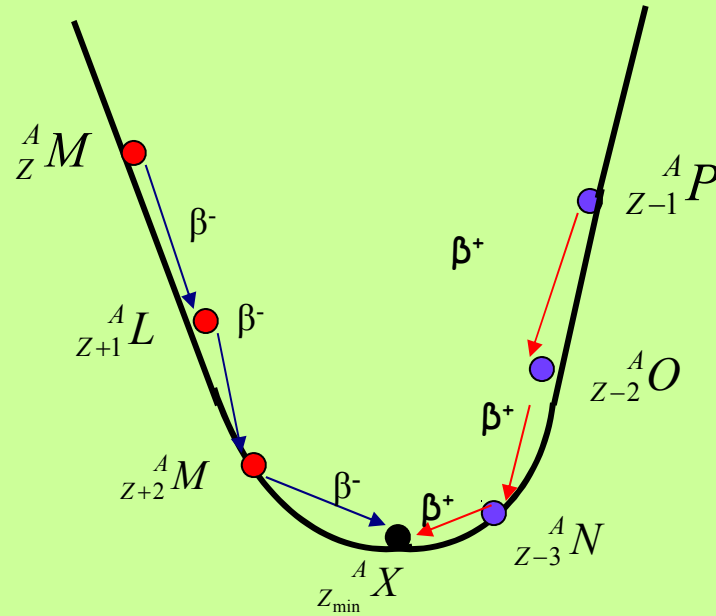
$$Z_{\min} = \frac{A}{2} \left[\frac{1}{1 + \frac{1}{4} A^{2/3} a_c / a_{sim}} \right] \quad (2.3)$$

Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin



En Kararlı İzotop Tayini



Şekil 2.1 A izobar çekirdekler arasında β^- (soldan) ve β^+ (sağdan) bozunumlarıyla kararlı çekirdeğe ulaşılmaktadır (Z_{\min} olan)

Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri
Prof. Dr. Hüseyin Aytekin



2.2. Fermi Gaz Modeli

- Bu modelde, çekirdek potansiyeli içindeki nükleonların belirli düzeylere sahip oldukları ve bu düzeylere belirli enerji özdeğerlerinin karşılık geldikleri varsayılır.
- Çekirdek içindeki nükleonlar, ancak serbest olurlarsa (çarpışma yapmazlarsa), bu düzeyleri işgal edebilirler. Buna göre, çekirdek sistemini potansiyel çukuru içinde $\frac{1}{2}$ spinli parçacıklardan oluşan bir sistem olarak ele alacağız.
- Bu durumda Pauli prensibi gereğince nükleonlar enerji düzeylerini işgal edecekler ve dışarıdan herhangi bir enerji aktarması olmaması durumunda çekirdeğin taban durumunu oluşturacaklardır.



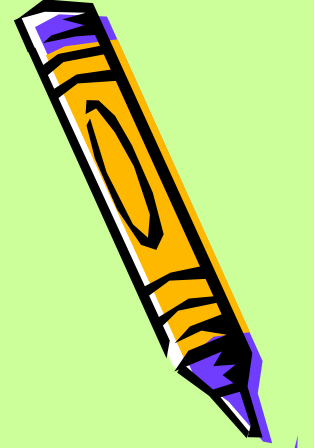
Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

38

Fermi Gaz Modeli

- Fermi gaz modelinin temelini, bir sistemin doğrudan etkileşmeyen parçacıkları oluşturur. Bu sistem içindeki tek bir nükleonun düzeyleri, bu nükleon dışındaki tüm nükleonların oluşturduğu ortalama bir potansiyel için Schrödinger denkleminin çözülmesiyle bulunur.
- Çekirdek potansiyelinin çekirdek sınırları içerisinde etkin olduğunu ve keskin bir sınırının bulunduğunu varsayabiliriz. Seçilebilecek en basit potansiyel, küresel simetrik ve dikdörtgen şeklindeki potansiyeldir.



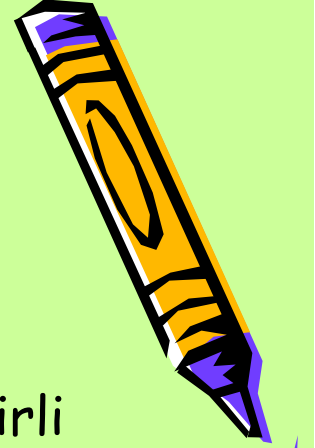
Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

39

Fermi Gaz Modeli

- Potansiyel çekirdek yarıçapı içerisinde, yani $r < R$ için belirli bir $-V_0$ değerine sahiptir ve $r=R$ için potansiyelin sonsuz yüksek olduğu varsayılır. Buna göre, potansiyelin kenarı nükleonlar için aşılamayacak kadar yüksektir ve bağlı parçacıkların enerjisi buradan kurtulmaya yetmez.
- Enerji seviyelerinin başlangıç noktasını $-V_0$ seçebiliriz. Spini $\frac{1}{2}$ olan serbest parçacıklar da $r=R$ de geçilmeyen bir duvarla kapatılmışlardır. Serbest parçacıkların bu özel modeline Fermi Gaz Modeli denir



Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

40

Fermi Gaz Modeli

- Termodinamik diline göre sistemin mutlak sıcaklığı $T=0^{\circ}\text{K}$ olsun. Bu varsayımlar çekirdeğin taban durumunda olduğunu ifade eder. Bu durumda, nüfuslandırılmış en yüksek düzeyin enerjisi Fermi enerjisi olarak adlandırılır (E_F). Bu modele göre Fermi enerjisi, nötron proton ayrımı yapılmaksızın aşağıdaki şekilde elde edilir:

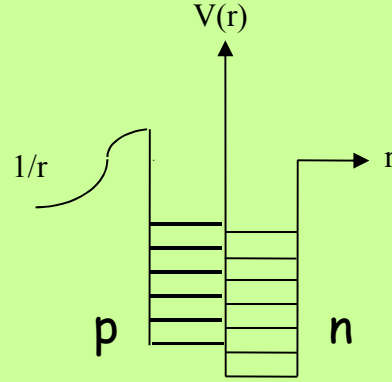
$$E_F = \frac{1}{2m} 3^{2/3} \pi^{4/3} \hbar^2 \left(\frac{n}{V} \right)^{2/3}$$

- Burada n/V birim hacim başına parçacık sayısıdır. Protonlar durumunda bir düzeltmenin yapılması gerekmektedir. Protonlar arasındaki Coulomb itmesinden dolayı bağlanma enerjisi küçülür ve dolayısıyla potansiyel çukuru daha sığdır (Şekil 3.4).



Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Fermi Gaz Modeli



Şekil 2.2 Nötron ve proton kuyuları

- Fermi gazının toplam enerjisi ise aşağıdaki formülle verilir:

$$E_T = Cn^{5/3} A^{-2/3} \quad (n = N^{5/3} + Z^{5/3}) \quad C = \text{sabit}$$

Buna göre, nötron ve protonlar arasındaki enerji farkının (N-Z) nötron fazlığı ile orantılı olduğu gösterilebilir.



Bölüm 3: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

2.3. Kabuk Modeli

Çekirdeklerin bağlanma enerjisinin sistematik ölçümü, onların sıvı damlası modelinden saptığını göstermektedir.

- Özellikle sihirli çekirdekler, sıvı damlası modelinin gösterdiğinden daha sıkı bağlıdır.
- Fermi gaz modeli, düzey yoğunluğu için ortalama bir sonuç verir. Tabakalı model ise enerji düzeyleri için daha güvenilir sonuçlar verir.
- Gözlemler, nükleonların da atom elektronlarının düzenlenmesini temsil eden bir kabuk yapısına sahip olduklarını göstermektedir.



Kabuk Modeli

- Nükleer fizikte kabuk modeli, atom çekirdeğinin yapısını açıklamak amacıyla için geliştirilen ve Pauli dışarlama ilkesini esas alan bir modeldir.
- Bu modele göre, nükleonlar kuantum karakterlerine bağı olarak farklı enerji seviyelerini doldururlar. Bu seviyeler düzgün dağılımlı değildirler.
- Bazı enerji aralıkları sıktırlar, fakat enerji boşlukları ile ayrılmışlardır. Bir kabuk bir birlerinden bir enerji boşluğu ile ayrılmış bir kümeden ibarettir.



Bölüm 3: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

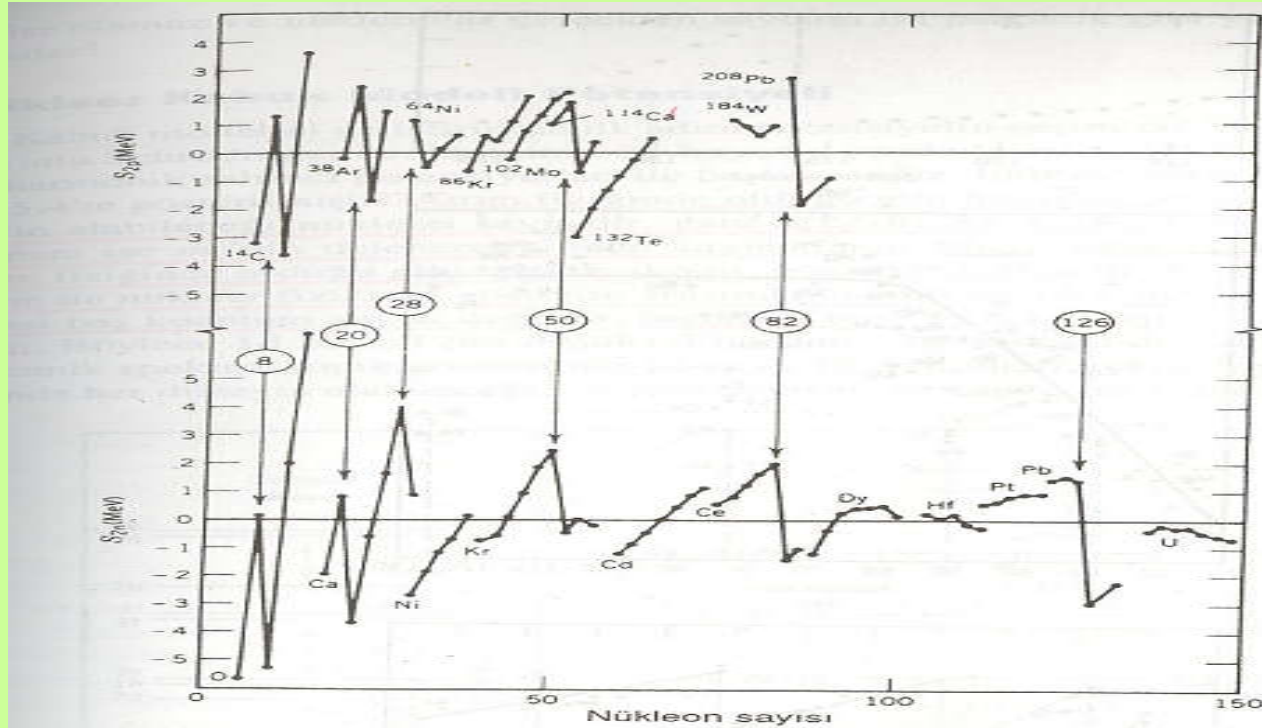
Kabuk Modeli

- Kabuk kavramı bazı çekirdeklerin diğerlerine göre neden daha sıkı bağılı olduğunu açıklar. Bu aynı iki nükleonun aynı düzeyde bulunamayacağını bir sonucudur.
- Böylece bir çekirdeğin en düşük enerji seviyesi, nükleonların tabandan itibaren belli düzeye kadar tüm düzeyleri doldurduğu seviyedir. Tam dolu kabuklara sahip çekirdeğin kararlı olduğu kabul edilir.
- Nükleer kabukların varlığını destekleyen deneysel kanıtlar vardır. Şekil 3.3, nötron ve proton ayrılma enerjilerinin eşitlik 3.2 ile verilen yarı-ampirik bağlanma enerjisi değerinden sapmaları göstermektedir.



Kabuk modeli

2.3.1. Nötron ve Protonun Ayrılma Enerjileri



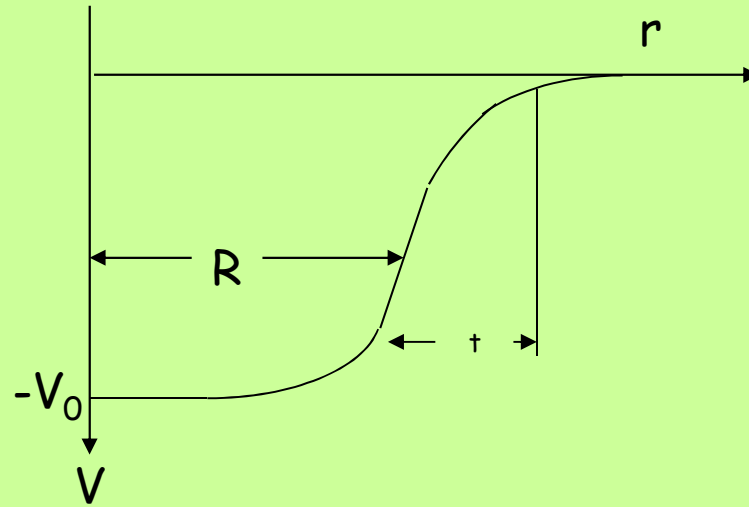
Şekil 2.3

(Kaynak: S. K. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, 1988, John Wiley and Sons, Inc, Çeviri editörü: Başar Şarar, Palme yayıncılık, 2001)



2.3.2. Kabuk Modeli Potansiyeli ve Enerji Düzeyleri

- Kabuk modelini geliştirmede ilk adım potansiyelin seçimidir. 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 sihirli sayıları kabuk modelinin gelişiminde önemli rol oynar. Bu sayıları elde etmek, kabuk modeline kare kuyu ile harmonik osilatör arasındaki şekle benzer bir potansiyelle başlanır.
- Gerçekçi fakat karmaşık olan potansiyel Wood-Saxon potansiyelidir. Nükleer potansiyel ortalama R yarıçapının ötesinde düzgün olarak sifıra yaklaşır.



Şekil 2.4 Wood-Saxon potansiyeli
Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Kabuk Modeli Potansiyeli ve Enerji Düzeyleri

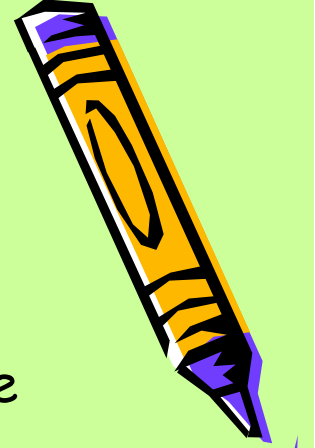
- Burada, R ve a parametreleri sırasıyla ortalama yarıçap ve yüzey kalınlığını verir. $a=0.524$ fm seçilir.
- V_0 kuyu derinliği uygun ayrılma enerjilerini verecek şekilde ayarlanır ve bu 50 MeV civarındadır.
- Bu potansiyele bir de *spin-yörünge etkileşmesi* eklenerek Schrödinger denkleminin çözümünden tüm sihirli sayılar elde edilmektedir.
- Elde edilen enerji düzeyleri Şekil 2.4 te görülmektedir. Her düzeyin alacağı nükleon sayısı $2(2l+1)$ ile verilir.



Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Kabuk Modeli Potansiyeli ve Enerji Düzeyleri



- Çekirdekler iyi bir yaklaşıklıkla küresel simetriktirler ve çekirdek potansiyelinin de aynı karakteri göstermesi dolaysı ile *Schrödinger denkleminin küresel koordinatlarda çözülmesi uygundur.*
- Çekirdek fiziğinde spektroskopik gösterim ve sihirli sayıda nükleona sahip bazı çift-çift çekirdeklerin kabuk yapısı aşağıda gösterilmiştir:

Tablo 2.1. Spektroskopik gösterim

l	0	1	2	3	4	5	6
Sembol	s	p	d	f	g	h	i



Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Kabuk modeli

2.3.3. Kabukların Doldurulması

Tablo 2.2 Kabukların doldurulması

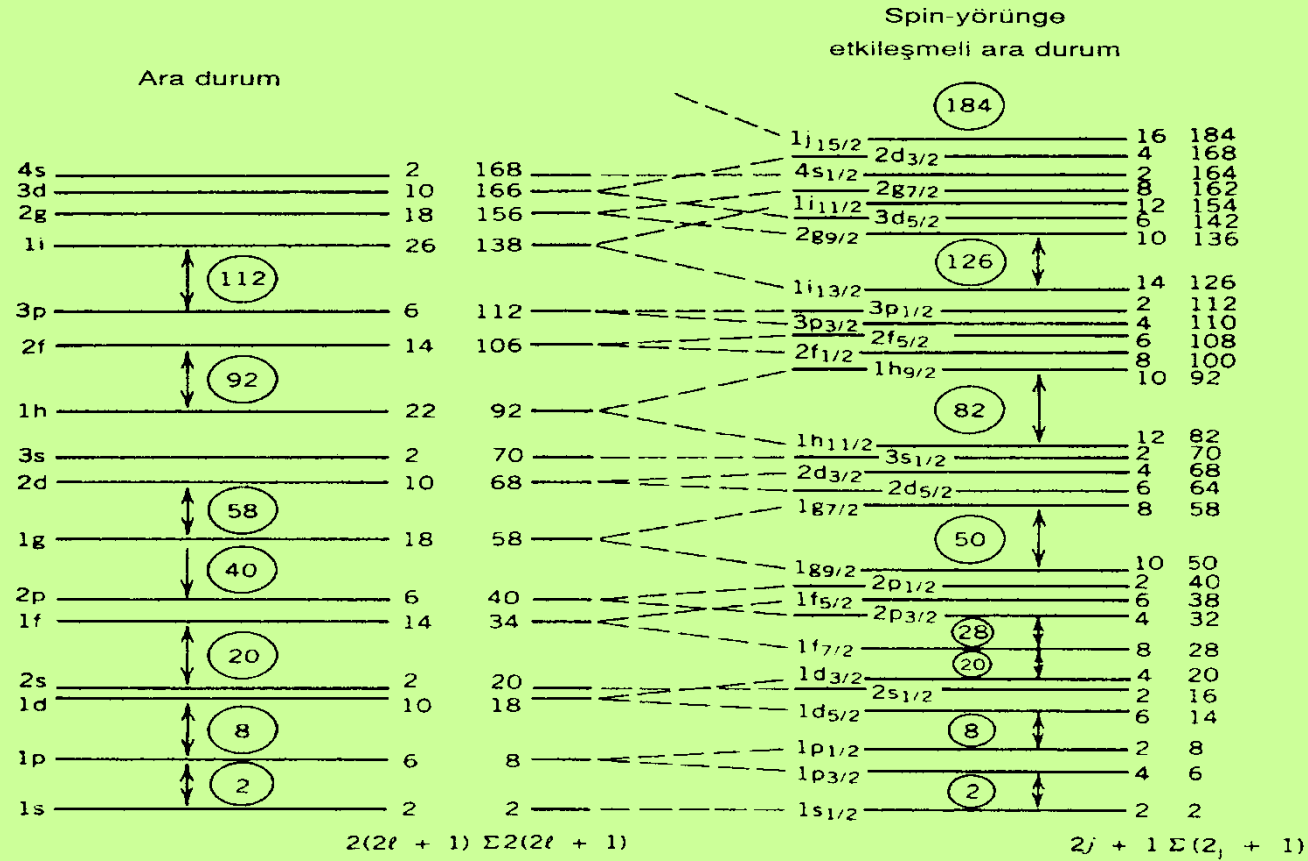
nlj (Kuantum sayıları)	$1s_{1/2}$	$1p_{3/2}$ $1p_{1/2}$	$1d_{5/2}$ $1d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	$1f_{7/2}$
Alt kabukların doldurulması ($2j+1$)	2	4 2	6 4 2	8
Toplam proton sayısı [$N=2(2l+1)$]	2 He	8 O	20 Ca	28 Ca, Ni

Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin



Kabuk modeli



Şekil 2.2 Kabuk modeli enerji düzeyleri (WS potansiyelde)

(Kaynak: S. K. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, 1988, John Wiley and Sons, Inc, Çeviri editörü: Başar Şarer, Palme yayıncılık, 2001)

Prof. Dr. Hüseyin Aytakin

Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

2.3.4. Açısal Momentum Tayini

- Tabakalı modelde, dolu olan bir j kabuğunda bütün m_j alt düzeyleri nüfuslandırılmış olup toplam açısal momentum $\vec{I} = \sum \vec{j} = 0$ verir.
- Kapalı kabuk dışında tek bir nükleon varsa çekirdeğin taban durum spin ve paritesini bu nükleon belirler. [parite $p = (-1)^l$]
- Dolmamış j kabukları için durum biraz daha karışıktır. Çünkü açısal momentümler çeşitli şekilde çiftlenirler.
- Bu gibi durumlarda, artık (rezidual) etkileşmenin de dikkate alınmasıyla, taban durum spin ve paritesini belirlemede aşağıdaki kurallar uygulanır:



Kabuk modeli

Açısal Momentum Tayini

- Bütün çift-çift çekirdeklerin spinleri sıfır olacak şekilde nükleonlar çiftlenirler. Yani, taban durumdaki bir çift-çift çekirdeğin spini sıfır paritesi + dir..
- Tek A'lı çekirdekte j kabuğunda çiftlenmeden kalan nükleon spini belirler. Yani, $I=j$ dir.
- Tek-tek çekirdekte çiftlenmeden kalan proton ve nötron bir triplet düzey oluşturmak isterler:
- a) Parçacıklardan birisi için l ve s paralelse, $j_p = l_p + 1/2$, $j_n = l_n + 1/2$
- tersi ise $I = |j_p - j_n|$ dir.
- b) Parçacıkların her ikisinin l ve s'leri paralel veya antiparalel ise j ler toplanacak şekilde yönelirler. Toplama vektörel toplama olup toplam maksimum olmayabilir: $\vec{I} = \vec{j}_p + \vec{j}_n$.



Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

53

2.4. Deforme Çekirdek Modeli

- Çekirdekler genellikle küresel simetrik değildirler ve küresel simetriden sapmalarının ölçüsüne bağlı olarak deforme olmalarından söz edilir. Deforme çekirdekler için deformasyon modeli geliştirilmiştir (Nilsson Modeli).
- Tabakalı model için küresel simetriye sahip bir potansiyel kullanılmaktadır. Bu varsayım dolu tabakalar için geçerlidir.
- Ancak kuadropol deformasyon incelendiğinde kapalı tabakalar dışında kuvvetli çekirdek deformasyonlarının olduğu görülür.
- Nilsson, küresel simetrik potansiyel yerine deforme olmuş bir potansiyel kullanarak enerji düzeylerindeki farklılığı incelemiştir. Bu potansiyel, deforme olmuş harmonik salıncı potansiyeline dayanmaktadır.



2.5. Kolektif Model

- Deformasyon modeli, kuadropol momentlerini ve deforme olmuş çekirdeklerin spinlerini iyi açıklamaktadır.
- Fakat, manyetik momentleri, alçak enerjili uyartma spektrumlarını ve elektromanyetik geçiş olasılıklarını iyi açıklayamamaktadır.
- Bu bakımdan, kuvvetli deformasyona uğramış çekirdeklerin nükleonlarının kolektif hareketlerini incelemeye çalışan kolektif model geliştirilmiştir.
- Bu modele göre bütün nükleonlar ortak bir eksen etrafında dönerek çekirdek spinine katkıda bulunurlar. Bu model için Hamilton operatörü aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$H = H_{iç} + H_{rot}$$

Bölüm 2: Nükleer yapı modelleri

Prof. Dr. Hüseyin AYTEKİN

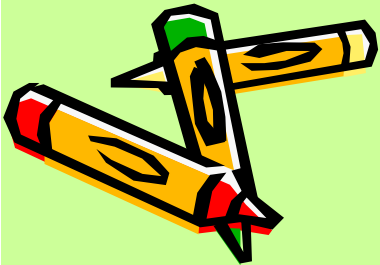


Kolektif Model

- Burada $E_{iç}$, iç harekete ait Hamilton operatörü ve H_{rot} ise rotasyon hareketine ait Hamilton operatörüdür. H_{rot} aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$H_{rot} = \sum_{i=1}^3 \frac{\hbar^2}{2\Gamma} R_i^2$$

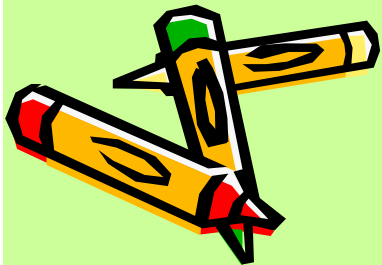
- Burada, $R_i=R_1, R_2$ ve R_3 kolektif rotasyonun açısal momentum operatörü ve Γ ise sistemin eylemsizlik momentidir.
- Bir çift-çift çekirdeğin taban durumu daima 0^+ dır ve çekirdeğin ayna simetrisi bu özel durumdaki dönme dizisini I 'nin çift değerlerine karşı getirir.



Kolektif Model

- Bir çift-çift çekirdeğin rotasyon enerjisi ise şu şekilde ifade edilebilir:

- Hesaplanan enerji düzeyleri $E_{\alpha} = \frac{\hbar^2}{2I} I(I+1)$ $I=0, 2, 4, \dots$ değildir. Bunun nedeni, çekirdeğin sabit bir eylemsizlik momentine sahip katı bir cisim gibi değil, bir nükleonlar akışkanı gibi davranması olabilir.
- Çünkü yüksek açısal momentum veya dönme frekanslarında eylemsizlik momentindeki artmaktadır.



2.5. Birleştirilmiş ekirdek Modeli

- Tek-A'lı çekirdekler için kabuk modeli (tek parçacık modeli) ve çift-çift çekirdekler için kollektif model gerçek çekirdekler için sadece yaklaşık olarak geçerli olan ideal modellerdir.
- Gerçek çekirdeklerin yapısı bizim modellerimizin öngördüğünden çok daha karmaşıktır.
- Diğer taraftan, kollektif özellikleri ağır basan çekirdekler bile tek-parçacık etkisi gösterebilirler.
- Bu bakımdan, birçok çekirdeğin yapısı, tek-parçacık ve kollektif hareket olarak birbirinden kolayca ayrılmaz ve genel olarak her ikisinin birlikte birleşimi olarak dikkate alınması gerekir.
- Böylece birleştirilmiş bir nükleer model ortaya çıkar. Bu modelin matematiksel yapısı burada ele alınamayacak kadar karmaşıktır.



Bölüm 3

Radyoaktif Bozunum

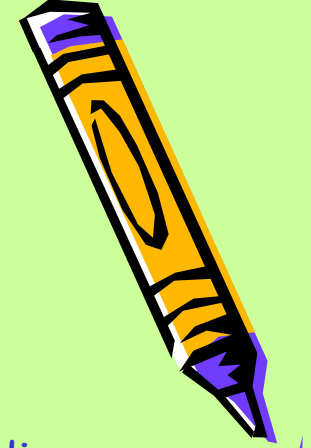


- Radyoaktif bozunum, kararsız atom çekirdeğinin, iyonize edici parçacık veya radyasyon yayınlarak, enerji kaybetmesi olayıdır.
- Bozunan çekirdek (ana çekirdek), farklı bir çekirdeğe (kız (ürün) çekirdek) dönüşür.
- Örneğin : C-14 atomu (ana çekirdek) radyasyon yayınlar ve N-14 atomuna (kız çekirdek) dönüşür).
- Bozunma süreci, atomik seviyede keyfi bir süreç olup verilen bir atomun ne zaman bozunacağı bilinemez.
- Çok sayıdaki benzer atomların ortalama bir bozunma hızları olacağı gösterilebilir.
- SI birim sisteminde radyoaktif bozunma birimi bekerel'dir.
- 1 bekerel (Bq) = bir saniyedeki 1 bozunma



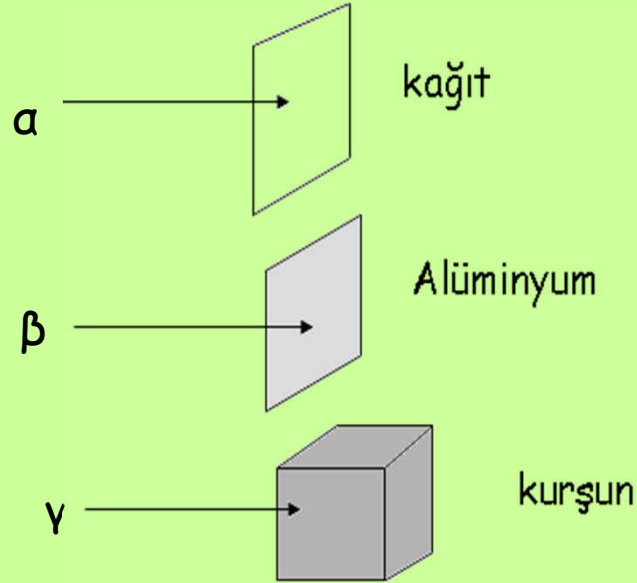
3.1 . Radyoaktif Bozunum türleri

- Radyoaktiflikten yayınlanan ışınlar, üç ayrı tipte sınıflandırılabilir.
- Bunların bir tipi, ancak bir kağıt parçasına nüfus edebilmektedir.
- İkinci bir tipi alüminyumdan 3 mm kadar ilerleyebilmektedir.
- Üçüncü bir tipi ise oldukça girici olup bir kurşun levhaya birkaç santimetre nüfus edebilmektedir ve hatta levhanın diğer tarafından da dedekte edilebilmekteydiler. (Şekil 3.1)
- Bu üç tip ışın, alfa (α), beta (β) ve gamma (γ) olarak adlandırıldı.
- Her tip ışın, farklı bir tip yüke sahiptir ve dolayısıyla da magnetik alanda farklı bir kırılma gösterirler. (şekil 3.2)

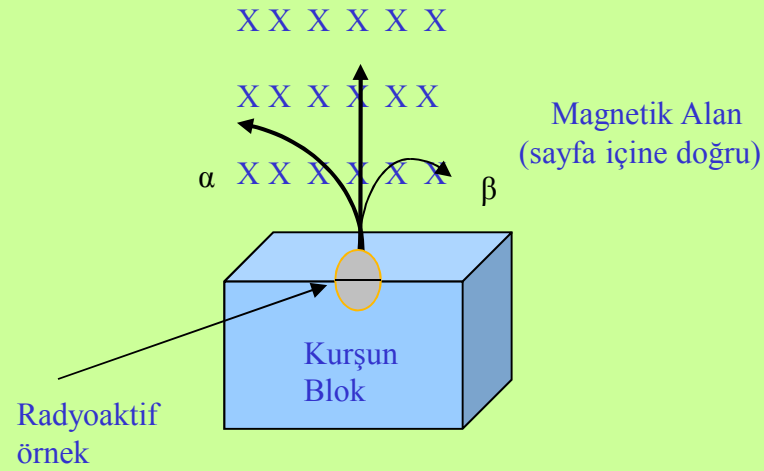


Radyoaktif Bozunum türleri

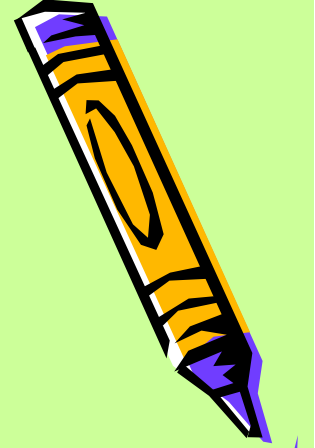
α , β , γ -ışınları



Şekil 3.1 alfa, beta ve gamma ışınlarının durdurulması.

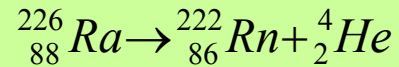


Şekil 3.2 Alfa, beta ve gamma ışınlarının manyetik alanda sapmaları.

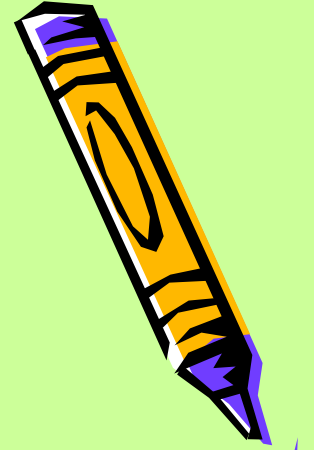


3.1.1. Alfa Bozunumu

- Bir α parçacığı, ${}^4_2\text{He}$ çekirdeğine özdeştir.
- Alfa bozunumu yapan çekirdek, iki proton ve iki nötronunu kaybeder ve yeni bir çekirdek oluşur.
- Örneğin, ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ bir alfa yayımlayıcısıdır. Bozunum sonucu, $Z=86$ olan bir çekirdeğe dönüşür. Bu da Rn (radondur).



- Buna göre alfa bozunumu sembolik olarak şu şekilde gösterilir:



Alfa Bozunumu

- Alfa bozunumu, güçlü kuvvetlerin büyük çekirdekleri bir arada tutamamasından ileri gelmektedir.
- Nükleer kuvvet kısa menzilli olduğundan sadece komşu nükleonlar arasında etkindir.
- Büyük çekirdekler için büyük Z değeri, itici kuvvetin daha büyük olacağı anlamına gelir. Bu nedenle çekirdek kararsızdır ve alfa yayınlamaya meyillidir.
- Çekirdeklerden yayınlanan α - parçacıklarının enerjileri 4-10 MeV arasında değişmektedir. Büyük Z değerli çekirdeklerde Coulomb potansiyeli 30 MeV civarında olduğundan α - parçacıkları kuantum tünelleme etkisi ile bu engeli aşarak yayınlanırlar.



Bölüm 3: Radyoaktif Bozunum

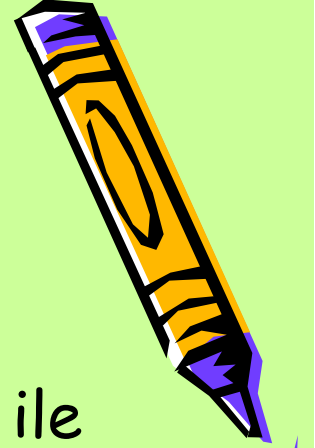
Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Alfa Bozunumu

Toplam enerji, bozunma enerjisi olarak bilinen Q ile ifade edilir. Enerjinin korunumu:

$$M_A c^2 = M_{\bar{U}} c^2 + m_{\alpha} c^2 + Q \quad (3.2)$$

- M_A = Ana çekirdeğin kütlesi
- $M_{\bar{U}}$ = Ürün çekirdeğin kütlesi
- m_{α} = α parçacığının kütlesi
- $Q < 0$ ise bozunma olmaz.



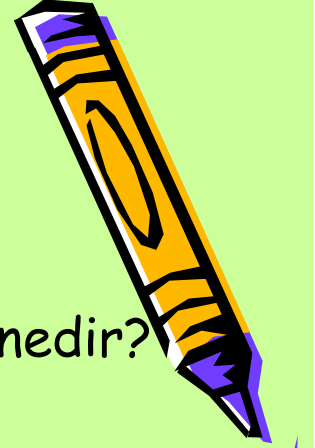
Bölüm 3: Radyoaktif Bozunum

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

64

Alfa Bozunumu

- **Örnek 3-1.** ^{232}U çekirdeğinin ^{228}Ra çekirdeğine alfa bozunumu ile dönüşümü neticesinde açığa çıkan enerji nedir?
- **Çözüm.**
- **Bozunmadan sonraki toplam kütle**
 $= 228.02873\text{u} + 4.002603\text{u} = 232.031334\text{u}$.
- ^{232}U 'ün bozunumu ile kütle kaybı (Δm)
 $= 232.037146\text{u} - 232.031334\text{u} = 0.005812\text{u}$.
- $Q = \Delta m \times 931.5\text{MeV/u}$
- $Q = (0.005812\text{u})(931.5\text{MeV/u}) = 5.4\text{ MeV}$ dir. Halbuki U çekirdeği için Coulomb duvarı yüksekliği $\sim 30\text{ MeV}$ kadardır, o halde a-lar **tünelleme** ile duvarı geçerler.



Bölüm 3: Radyoaktif Bozunum

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

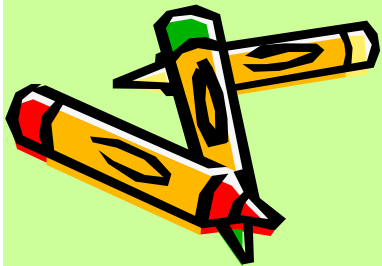
65

Alfa Bozunumu

- *Tünelleme olasılığı*, üç boyutlu uzayda Schrödinger denkleminin $V(r)$ Coulomb potansiyel engeli için çözümünden şu şekilde elde edilebilir:

$$T = e^{-\frac{2}{h}\sqrt{2M(V(r)-E_\alpha)b}} \quad (3.3)$$

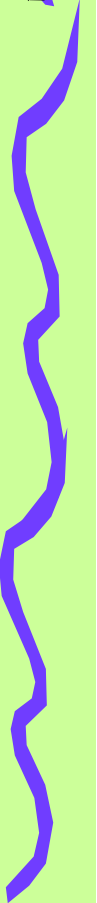
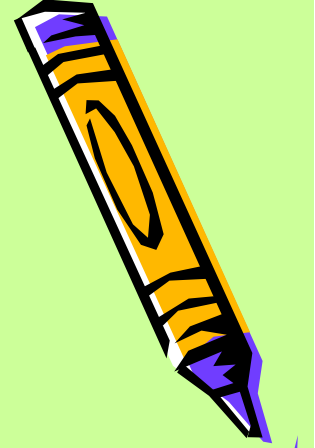
- Burada M ve E_α alfa parçacığının kütlesi ve enerjisi, b engelin genişliği, $V(r)$ ise potansiyel engelinin yüksekliğidir.



Alfa Bozunumu

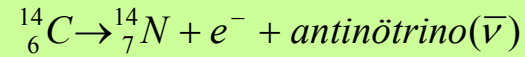
- (3.1) örneğinde, momentumun korunumundan, yayınlanan alfa parçacığı ile geri tepen çekirdek kinetik enerjileri bulunabilir:
- Alfa parçacığının kinetik enerjisi= 5.3 MeV
- Geri tepen çekirdeğin kinetik enerjisi= 0.1 MeV
- $Q > 0$ ise ana çekirdek enerjik açıdan bozunmaya izinlidir. Yani, ana çekirdek görülmez.
- Evrenin ilk oluşmasından hemen sonra oluşan radyoaktif çekirdekler çok önceden bozunmuş olduğundan ana çekirdek bulunmaz.

Bölüm 3: Radyoaktif Bozunum



3.1.2. Beta Bozunumu

- Beta bozunumu, kararsız çekirdeğin bir elektron yada β -parçacığı yayınımla olur.
- Örneğin $^{14}_6\text{C}$ bozduğunda bir elektron yayımlanır:



- ν sembolü antinötrino için, $\bar{\nu}$ sembolü ise nötrino için kullanılır.
- Nötrininin durgun kütlesi sıfır (**veya sıfıra yakın**) ve yükü sıfırdır. Buna göre, beta bozunumunda toplam nükleon sayısı, A , ürün çekirdekte de aynıdır.
- Bir elektron çekirdekte yayımlandığı için ürün çekirdekteki yük, **ana çekirdeğe nazaran +1 artar.**



Beta Bozunumu

- Beta bozunumunu açıklayan teoriye Fermi Teorisi adı verilir. Buna göre, beta bozunumunda yayımlanan elektron çekirdek içinde yaratılmalıdır.
- Beta bozunumunda, çekirdek içinde, nötronlardan biri protona dönüşürken çekirdekten bir e- yayımlanmaktadır.
- Serbest nötronlar, ~11 dk yarı-ömürle bozunurlar:



- β -bozunumunda yayımlanan elektronların çekirdek kaynaklı olmalarından dolayı bunlar daha çok beta parçacıkları olarak adlandırılırlar.
- Betalar yine de yörüngesel elektronlardan ayırt edilemezler.



Beta Bozunumu

- Örnek. 3.2
- ^{14}C , β -yayınımı ile ^{14}N ' ye bozunumunda açığa çıkan enerji nedir?
-
- ^{14}C 'ün kütlesi 14.003242u dur.
- **Çözüm.**
- Bozunumdaki ürün atomunun 6 elektronu olduğu için nötr değildir ve çekirdek yükü +7e kadardır.
- Bozunmadan sonraki toplam kütle=
- (*çekirdeğinin kütlesi+6 elektron kütlesi*)+(1 *elektron kütlesi=7 elektronlu nötr atomunun kütlesi*)= 14.003074u
- $\Delta M = 14.003242\text{u} - 14.003074\text{u} = 0.000168\text{u}$
- $Q = 0.000168 \text{ u} \times 931,5 \text{ MeV/u} = 0.156 \text{ MeV} = 156 \text{ keV}$



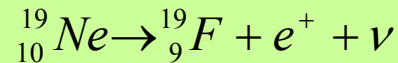
Beta bozunumu

- Yukarıdaki örnekte, ürün çekirdek çok küçük bir hızla geri teper ve küçük bir kinetik enerjiye sahip olur. Bu bakımdan yayınlanan elektronların enerjisi 156 keV den daha küçüktür.
- Diğer taraftan, yayımlanan elektronlar sıfır enerjiden maksimum enerjiye (E_m) kadar olabilmektedir. Buna göre betaların spektrumu süreklidir. Ortalama beta enerjisi, $E_m/3$ tür.
- O halde, β -bozunumunda, enerji ve momentumun korunumu gereği nötrino adında ikinci bir parçacık yayınlanmalıdır.



Beta Bozunumu

- Birçok izotop elektron yayını ile bozunurlar. Bunlar proton sayıları ile kıyaslandığında daha çok nötron sayısına sahiptirler.
- Nötron sayısına göre az miktarda proton fazlalığına sahip izotoplar pozitron yayınlarak bozunurlar-kararlı hale geçerler. (N=Z eğrisi kararlılık eğrisi olarak tanımlanır)
- Bir pozitron (+ yüklü elektron), elektron ile aynı kütleye sahiptir. Yükü hariç tamamen elektrona benzer. Pozitron aynı zamanda elektronun anti parçacığı olarak adlandırılır.
- Pozitron bozunumuna örnek olarak ${}_{10}^{19}\text{Ne}$ izotopunun bozunumu verilebilir:

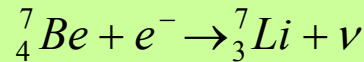


Beta Bozunumu

- Böylece β^- ve β^+ -bozunumu, sırasıyla, en genel şekilde aşağıdaki gibi verilir:



- Bu iki tür beta bozunumu yanında, bir de üçüncü tip bir beta bozunum modu vardır. Bu da, *elektron yakalaması* olup kısaca **EC** ile temsil edilir. Bu mod, pozitron bozunumu ile rekabet halindedir.
- Bu mod, bir çekirdek yörünge elektronlarından birini yakaladığında olur. Örneğin, ${}^7_4\text{Be}$ çekirdeği bir elektron yakaladığında ${}^7_3\text{Li}$ çekirdeğine dönüşür. İlgili süreç şu şekildedir:



Beta Bozunumu

- Elektron yakalama olayında, genellikle iç tabakadan (özellikle K tabakası) bir elektron yakalanır ve dolayısıyla olaya K-yakalama adı verilir.
- Bu süreçte elektron yok olur ve bir proton çekirdek içinde bir nötrona dönüşür:



- Elektron yakalama süreci, deneysel olarak uygun enerjide x-ışını dedeksiyonu ile gözlenebilir. (elektron boş düzeyi doldurmak için aşağı atlayacağı için).



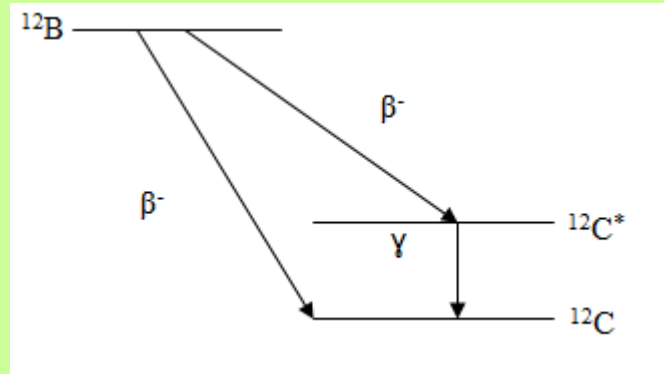
3.1.3. Gama Bozunumu

- Gamma ışınları yüksek enerjili fotonlardır ve uyarılmış çekirdek düzeylerinin bozunumu sonucu yayınlanırlar.
- Bir çekirdek, bir atom gibi, uyarılmış düzeyde olabilir ve bir foton yayınlanır, buna da γ -ışını adı verilir.
- Bir çekirdeğin mümkün enerji düzeyleri, keV veya MeV mertebesindedir.
- Bir gamma ışını, hiçbir yük taşımadığından gamma bozunumu yapan elementte herhangi bir değişiklik olmaz.



Gama Bozunumu

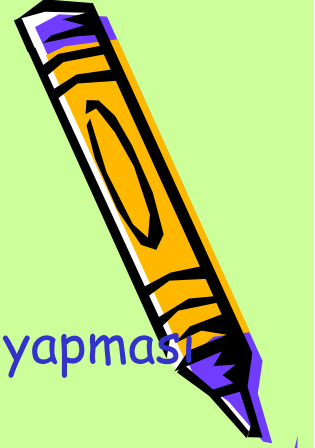
- Bir çekirdek, başka bir parçacıkla şiddetli bir çarpışma yapması sonucu uyarılmış düzeyde kalabilir.
- Ayrıca, çok yaygın olarak ta bir çekirdek önceki bir radyoaktif bozunmadan sonra uyarılmış durumda kalabilir.
- Örneğin, beta bozunumu sonucu uyarılmış çekirdek gamma ışını yayınlarken taban duruma geçebilir. (Şekil 3.3)



Şekil 3.3 Gama bozunumu

Bölüm 3: Radyoaktif Bozunum

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin



Gama Bozunumu

- Gamma bozunumu aşağıdaki ifadeyle gösterilebilir:



- Burada * işareti çekirdeğın uyarılmış olduğunu gösterir.
- Birçok durumlarda, bir çekirdek bir γ – ışını yaymadan evvel uyarılmış durumda kalır. Bu durumda çekirdek ara kararlı düzeydedir denir ve bu bir *izomer* olarak adlandırılır.
- Uyarılmış bir çekirdek bazen *iç dönüşüm* olarak bilinen bir olay yoluyla gamma ışını yaymadan taban duruma geçebilir.
- İç dönüşüm olayında, uyarılmış çekirdek yörünge elektronlarından biriyle etkileşir ve bu elektronu atomdan, yayınlanmasında olduğu gibi, aynı kinetik enerjiyle çıkarır (*elektronun bağlanma enerjisinden eksik bir enerjiyle*).



3.2. Yarı-Ömür ve Bozunma Hızı

- Herhangi bir radyoaktif izotopun makroskopik bir örneği çok sayıda radyoaktif çekirdek içerir. Bu çekirdeklerin hepsi aynı anda bozunmaz.
- Radyoaktif bir örnekte, verilen bir zaman boyunca, kaç tane çekirdeğin bozunacağını ve her çekirdeğin bulunduğu her saniyede aynı olasılıkla bozunacağını söyleyebiliriz.
- Çok kısa bir Δt zaman aralığında olan bozunmaların sayısı ΔN , Δt ve mevcut radyoaktif çekirdeklerin N sayısı ile orantılıdır:

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t \quad (3.8)$$

- Burada, λ bozunma sabitidir (parçalanma olasılığı-1/s). Her bozunum, ana çekirdeğin N sayısındaki bir azalmaya karşılık olarak meydana gelir. Dolayısıyla - işareti N deki azalmayı gösterir.



Yarı-Ömür ve Bozunma Hızı



Δt limitini alırsak eşitliği sonsuz küçük formda gösteririz:

$$dN = -\lambda N dt \quad (3.9)$$

- Eşitliği t nin bir fonksiyonu olarak düzenlersek N yi elde edebiliriz:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\int_0^t \lambda dt \quad (3.10)$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

- Burada N_0 , $t=0$ anında mevcut olan çekirdeklerin sayısı ve N ise t anında kalan çekirdeklerin sayısıdır. Buna göre,

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (3.11)$$

elde edilir.



3.3. Aktivite

- Bozunma hızı veya saniyedeki bozunmaların sayısı basit bir örnekte dN/dt olup bu da verilen bir örneğin aktivitesi olarak tanımlanır:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N = -\lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

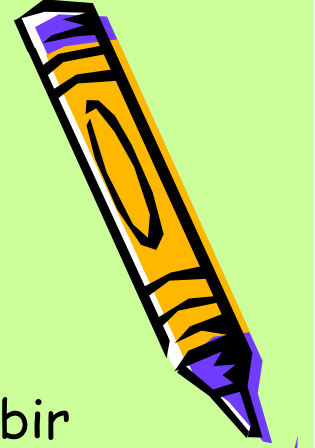
Buna göre t anındaki aktivite,

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt} \right)_0 e^{-\lambda t} \quad (3.12)$$

ile ve $t=0$ anındaki aktivite ise

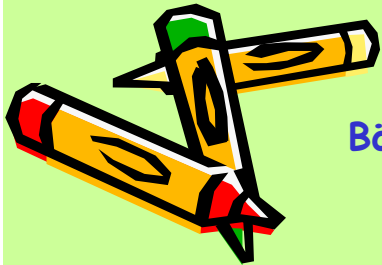
$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_0 = -\lambda N_0$$

ile verilir. $A = A_0 e^{-\lambda t}$



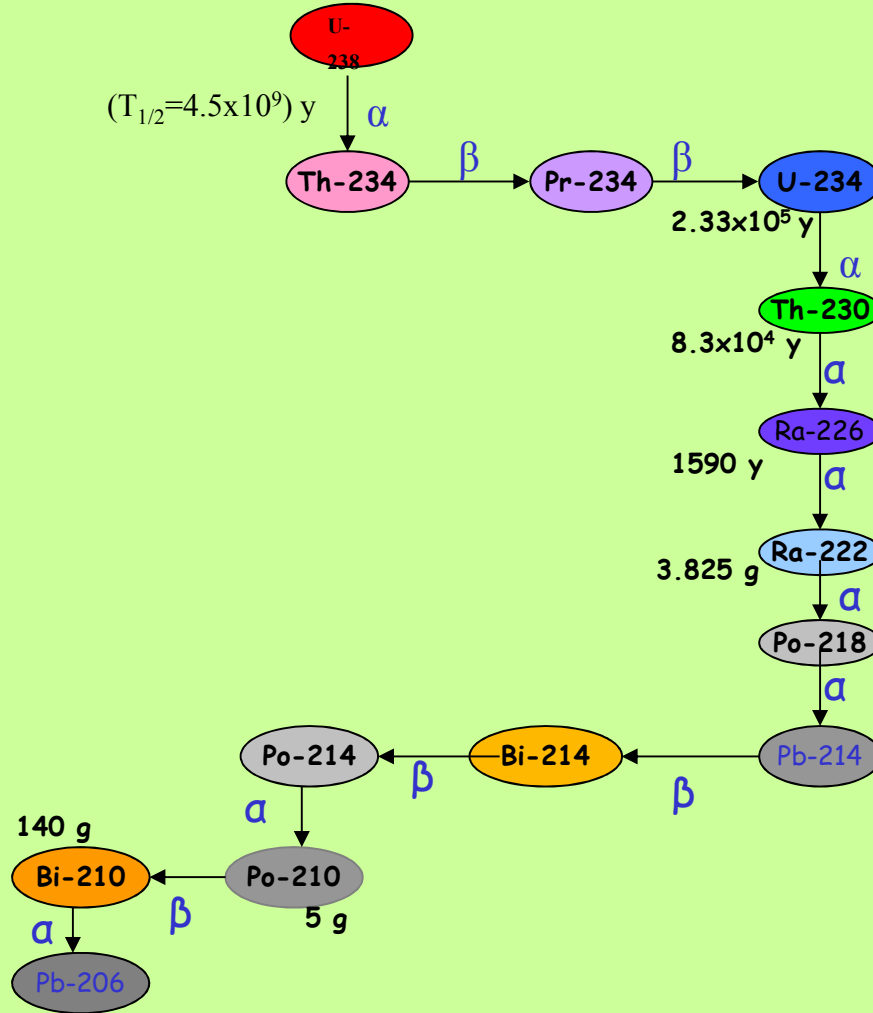
3.4. Bozunma Serileri

- Bazen bir radyoaktif izotop, radyoaktif olan başka bir izotopa dönüşür. Bazen bu ürün de yine radyoaktif olan üçüncü bir ürüne bozunabilir. Böyle **peş peşe olan bozunmalara bozunma serisi denir**. Önemli bir örnek, şekil 3-4 te görülmektedir. Bu U-238 serisi olup Pb-206 de son bulur (En kararlı izotop).
- Diğer radyoaktif seriler; U-235 (Aktinyum serisi), Th-232 (Toryum serisi) ve Np-237 (Neptünyum serisi). Neptünyum serisi ana elementin uzun olmayan yarı-ömründen dolayı bugün dünyamızda bulunmamaktadır.



Bozunma Serileri

U-238 Bozunum serisi



Kararlı

Şekil 3.4 U-238 bozunma serisi



Bozunma Serileri

- Başka bozunum şekilleri de vardır (U-235 ve Th-232 ile başlayan seriler). Böyle bozunum serilerinden dolayı, doğada çeşitli radyoaktif elementler bulunmaktadır. Aksi takdirde bulunmazlardı.
- Güneş sistemi 5 milyar yıl önce oluştuğundan yaklaşık olarak bütün çekirdekler füzyon yoluyla oluşmuşlardır.
- Kısa yarı-ömürlü bir çok izotop, çok çabuk bozunduklarından bugün bunlar doğada yoktur.
- Fakat uzun ömürlü izotoplar (U-238 gibi 4.5×10^9 yıl yarı-ömürlü) bugün hala doğada bulunmaktadır. (Güneş sisteminin 5×10^9 yıl önce oluştuğu varsayılmaktadır.)



Bölüm 3: Radyoaktif bozunum

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Bölüm 4

Nükleer Reaksiyonlar

4.1. Giriş

- Bir nükleer reaksiyon, iki çekirdeğin veya nükleer parçacığın çarpışarak ilk parçacıklardan farklı yeni parçacık türetmesi sürecidir.
- Çarpışan parçacıklar çarpışmadan değişmeden çıkarlarsa bu bir elastik saçılmadır.
- Radyoaktif bozunumda dönüşüm ani olduğu halde nükleer reaksiyon bir parçacık tarafından başlatılır.
- Radyoaktif izotoplar yardımıyla incelenebilecek çekirdek enerji seviyeleri düşük enerjilidir.
- Bunların dışındaki birçok uyarılmış çekirdek düzeyine nükleer reaksiyonlar yoluyla ulaşılabilir.



4.1. Giriş

- Rutherford tarafından gerçekleştirilen **alfa saçılması deneyi** (1919) ilk nükleer reaksiyon şekli olarak yorumlanabilir.
- Bu saçılma, bazı radyoaktif kaynaklardan çıkan alfa parçacıklarının hedef çekirdek tarafından saçılması şeklindedir:



- 1930 da ise Cockcroft ve Walton tarafından ilk parçacık hızlandırıcısı yapıldı ve **hızlandırılan protonlarla de aşağıdaki reaksiyon gözlemlendi.**



Giriş

- Nükleer reaksiyonlarda hedef üzerine gelen (mermi) parçacığın enerjisine göre reaksiyonlar sınıflandırılabilir:
- düşük enerjili nükleer reaksiyon: Mermi parçacığın enerjisi, nükleon başına 10 MeV ya da daha düşük enerjili.
- orta enerjili nükleer reaksiyon: Gelme enerjisi nükleon başına 100 MeV-1 GeV.
- yüksek enerjili nükleer reaksiyon: Gelme enerjisi nükleon başına 1 GeV den büyük.

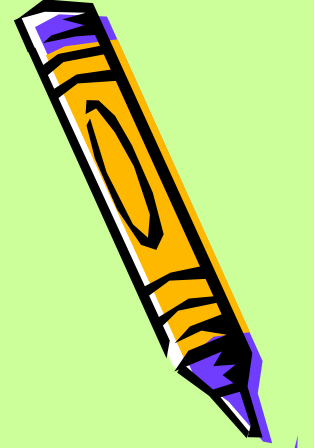


Bölüm 4: Nükleer Reaksiyonlar

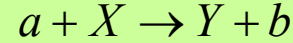
Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

86

4.2. Nükleer Reaksiyon Gösterimi



- Tipik bir nükleer reaksiyon aşağıdaki şekilde yazılabilir:



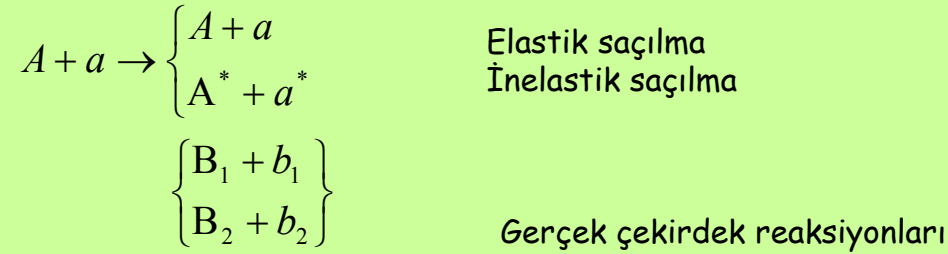
- a : hızlandırılan parçacık,
- X : hedef (genel olarak laboratuarda hareketsiz)
- Y ile b : reaksiyon ürünleridirler.
- Y : genellikle durgun hedef çekirdek
- b : dedektör tarafından tespit edilebilen ve ölçülebilen hafif bir parçacıktır
- a ve b : nükleon ya da hafif çekirdek olabilir ve bazen de bir γ -ışını da olabilir.
- nükleer fotoelektrik: a , bir γ -ışını ise.
- ışımali yakalama: b , bir γ -ışını ise.
- Genel olarak nükleer reaksiyonlar, $A(a, b)B$ şeklinde gösterilir.
- Örneğin, $^{23}\text{Na}(p, d)^{20}\text{Ne}$.



Bölüm 4: Nükleer Reaksiyonlar

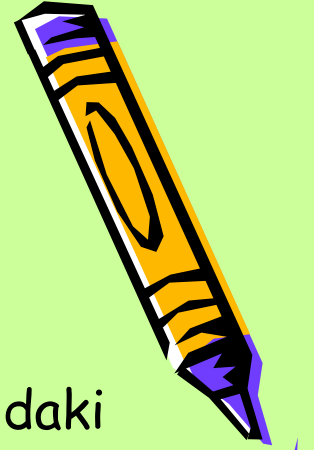
Nükleer Reaksiyon Türleri

- Reaksiyonlar birçok biçimde sınıflandırılabilir. Bir A çekirdeği üzerine " a " mermi parçacığı gönderilirse aşağıdaki değişik reaksiyonlar gözlenebilir:



Knockout reaksiyonu : Bazen a ve b aynı parçacıklardır fakat başka bir parçacık daha yayınlanabilir.

Transfer reaksiyonu : Bir veya iki nükleon mermi ve hedef arasında transfer edilebilir. Örneğin gelen bir döteron, giden bir nötron veya protona dönüşebilir.



Nükleer Reaksiyon Türleri

- Nükleer reaksiyonlar, sürecin yönetildiği mekanizmaya göre de sınıflandırılabilir:
- **direkt reaksiyonlar** : transfer reaksiyonlarının önemli bir alt grubu olup yalnız birkaç nükleon reaksiyona katılır ve hedefteki diğer nükleonlar pasif gözleyici olarak görev yaparlar.
- **birleşik çekirdek reaksiyonları**: Diğer bir uç reaksiyon mekanizması, gelen ve hedef çekirdeklerin, giden nükleon yayınlanmadan önce enerjinin tam olarak paylaşılması için, kısa bir süre birleştiği süreç olarak tanımlanır. Bu olay sıcak bir sıvıdan bir molekülün sıvılaşmasına benzer.
- **rezonans reaksiyonları**: Direkt reaksiyonlarla birleşik çekirdek mekanizması arasında yer alan ve parçacık yayınlanmadan önce bir yarı-bağlı durumun oluştuğu süreçtir.
- **Ağır İyon Reaksiyonlar**: $A > 4$ olan bir parçacık ağır iyon olarak tanımlanır. Hızlandırıcılar nükleon başına 1-10 MeV mertebesinde ^{238}U 'ya kadar demet üretebilmektedirler. Bu reaksiyonlarda Coulomb etkileri baskındır. Bunun yanında nükleer saçılma direkt reaksiyonlar, füzyon ve birleşik çekirdek süreçleri de olabilir.



4.3. Açısal Dağılım

- Nükleer reaksiyonlarda çıkan parçacıkları sayarak gelen demet doğrultusuna göre açısal dağılım gözlenebilmektedir.
- Dedektör saçılan parçacıkların belli bir kesrini algılayabilir.
- **Diferansiyel tesir kesiti ($d\sigma/d\Omega$)** : Ölçülebilir bir büyüklük olup gelen demet eksenine belirli bir (Θ, φ) açısıyla yayınlanan ve belli enerjiye sahip b parçacıklarının gözlenmesiyle elde edilir.
- **toplam tesir kesiti**: Diferansiyel tesir kesiti tüm açılar üzerinden integre edilerek belirli bir enerjide yayınlanan b parçacığı için toplam tesir kesiti elde edilir.
- **uyarılma fonksiyonu**: Tesir kesitini mermi enerjisine bağlayan denkleme denir.



4.4. Korunum Yasaları

- Nükleer reaksiyonlar analiz edilirken, radyoaktif bozunmaların incelenmesindeki korunum yasaları uygulanır.
- **lineer momentumun korunumu ve toplam enerjinin korunumu:** b ölçülen enerjisini, Y 'nin uyarılmış durumlarını ve X ve Y arasındaki kütle farkını elde etmek için kullanabiliriz.
- **Proton ve nötron sayılarının korunumu:** mezon oluşumunun ve kuark düzenlenmesinin olmadığı düşük enerjili bir süreç durumunda geçerlidir.
- **toplam nükleon sayısı korunumu:** yüksek enerjili durumlarda ise toplam nükleon sayısı korunur.
- **Açısal momentumun korunumu :** reaksiyona giren parçacıkların spinleri ile açısal dağılımlarını ölçerek giden parçacığın yörüngesel açısal momentumunu tayin edilebilir.
- **Paritenin korunumu:** Giden parçacığın yörünge açısal momentumunu bilirsek, uyarılmış durumların bilinmeyen paritelerini bulunabilir.



Bölüm 4: Nükleer reaksiyonlar

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

91

4.5. Reaksiyon Enerjisi

- Temel bir nükleer reaksiyonda toplam göreceli enerjinin korunumu

$$m_x c^2 + T_x + m_a c^2 + T_a = m_y c^2 + T_y + m_b c^2 + T_b \quad (4.3)$$

•

$$Q = (m_{ilk} - m_{son}) c^2 = (m_x + m_a - m_y - m_b) c^2 \quad (4.4)$$

- verir. Burada, T , kinetik enerjiyi ($mv^2/2$) ve m durgun kütle enerjisini temsil eder. Burada, reaksiyonun Q değerini, radyoaktif bozunmadaki gibi yazabiliriz:

$$Q = T_{son} - T_{ilk} = T_y + T_b - T_x - T_a \quad (4.5)$$

Bölüm 4: Nükleer reaksiyonlar

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

92



Reaksiyon Enerjisi

- Q değeri pozitifse reaksiyon **ekzotermiktir** denir. Bu durumda, nükleer kütle veya bağlanma enerjisi, son ürünlerin kinetik enerjisi olarak salıverilir.
- Q değeri negatifse reaksiyon **endotermiktir** denir ve ilk kinetik enerji kütleye dönüşmüştür ve $T_{son} < T_{ilk}$ olur.



4.6. Reaksiyon Tesir Kesitleri

- Bazı reaksiyonlar diğerlerine nazaran daha büyük oranda meydana gelme olasılıklarına sahiptirler.
- Bir çekirdeğin *nükleer tesir kesiti* bir nükleer reaksiyonun meydana gelme olasılığını karakterize etmede kullanılır.
- Nükleer tesir kesiti bir reaksiyon için çekirdeğin etkin alanını tanımlar.
- Nükleer tesir kesitinin (σ) standart birimi barn olup 10^{-28} m^2 veya 10^{-24} cm^2 ye eşittir.
- Eğer bir parçacık veya demet bu alanla karşılaşırsa bir etkileşme olacaktır.

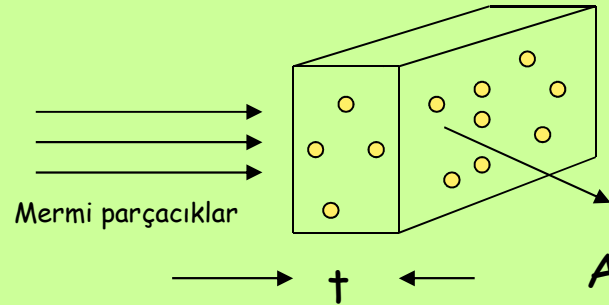


Reaksiyon Tesir Kesitleri

- Eğer birim hacimde n parçacık varsa ve bu çok ince hedef parçacıkların toplam alanı (Şekil 5.1) :

$$A' = nAt\sigma \quad (4.6)$$

- At : toplam hacim,
- nAt : toplam parçacık sayısı,
- σ : hedefteki her bir parçacığın alanı.



Şekil 4.1 Mermi parçacıklar, birim hacimde n parçacık bulunan A alanlı ve t kalınlıklı hedef üzerine düşmektedirler.

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

Bölüm 4: Nükleer reaksiyonlar



Reaksiyon Tesir Kesitleri

- I_a : hedefe saniyede çarpan parçacık sayısı (sayı/s) reaksiyonun olma hızı,
- R_b (birim zamanda çıkan parçacık sayısı) :

$$R_b = I_a \frac{A'}{A} = I_a \frac{nAt\sigma}{A} = I_a nt\sigma = I_a N\sigma \quad (4.7)$$

- Buna göre R_b yi ölçerek σ tesir kesitini elde etmiş oluruz:

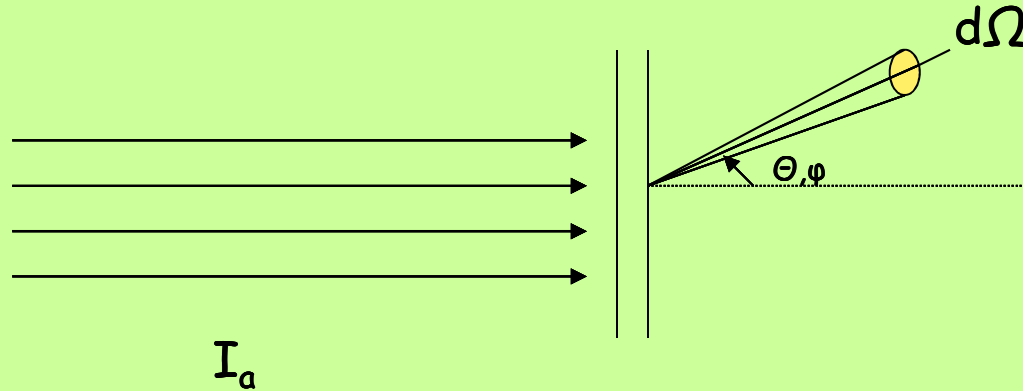
$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N}. \quad (4.8)$$

- İlk nükleer tesir kesiti ölçümü yapıldığında sürpriz olarak yaklaşık 10^{-28}m^2 kadar bulunmuştu. Bu büyüklük *barn* (bn) olarak tanımlanır.



5.7. Diferansiyel Tesir Kesiti

- Diferansiyel tesir kesitleri değişik açılarda hedeften saçılma veya yayınlanmayı temsil eder.
- Dedektörler yalnızca küçük bir $d\Omega$ katı açısı işgal ederler ve bu nedenle çıkan parçacıkların tümünü algılayamaz (Şekil 5.2).
- Bu bakımdan parçacıkların küçük bir kesri sayılır ve tesir kesitinin küçük bir $d\sigma$ kesri elde edilir.



Şekil 4.2 Gelen demet, hedef ve θ ve ϕ 'deki $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi.

Bölüm 5

Nükleer Fisyon Ve Füzyon

- **5.1 GİRİŞ**
- Atom çekirdeklerinin yapısında değişiklikler olabilmektedir. Bu değişiklikler nükleer reaksiyonlar ile olabilmektedir. Bir nükleer reaksiyonda yaratılan enerjiye nükleer enerji adı verilmektedir.
- Nükleer enerji, maddenin enerjiye dönüştürüldüğü, nükleer reaksiyonların sonucudur. Bu mekanizmayı çalıştırıp düzenli olarak kullanarak nükleer güç elde edebiliriz.
- Nükleer enerji, Güneş ve diğer yıldızlarda doğal olarak oluşan nükleer reaksiyonlar neticesinde enerji üretilebilmektedir.



Nükleer Enerji

- Nükleer enerji iki farklı yolla üretilebilir, birinde, büyük çekirdekler enerji açığa çıkaracak şekilde bölünürler (nükleer fisyon). Diğer metotta, küçük çekirdekler enerji açığa çıkaracak şekilde birleşirler (nükleer füzyon). Güneşte, hidrojen çekirdekleri helyum oluşturacak şekilde kaynaşırlar (nükleer füzyon).
- Nükleer fisyon kontrol edilmezse **atom bombası** olarak karşımıza çıkar. Nükleer enerji, yer yüzünde reaktörlerle kontrol altında üretilebilmektedir. Nükleer füzyon ise henüz yeryüzünde kontrollü olarak henüz üretilememektedir. Ancak, kontrolsüz olarak yeryüzünde üretilebilmektedir. Hidrojen çekirdekleri helyum oluşturmak üzere kaynaşırlar ve ve bu süreçte büyük miktarda enerji açığa çıkar. Bu da **hidrojen bombası** olarak karşımıza çıkmaktadır.



Nükleer enerjide kilometre taşları

Nükleer enerjiye esas ilgi, *2 Aralık 1942* de Enrico Fermi'nin Chicago üniversitesinde bir uranyum kümesi ile zincir reaksiyonunu yaptığında başlamıştır.

1943 yılında bomba yapımında kullanılmak üzere, Plüton üretmek amacıyla, Washington'da reaktör inşasına yönelik planlama başladı. Aynı yıl, Manhattan Projesinde geliştirilecek atom bombalarının Japonya üzerinde kullanılmasına karar verildi.

6 Ağustos 1945 te 100.000 kişiyi öldüren atom bombası Japonya'da Hiroşima üzerine, *9 Ağustos 1945* te 40.000 kişiyi öldüren atom bombasını yine Japonya'da Nagazaki üzerine atıldı.



Nükleer enerjide kilometre taşları

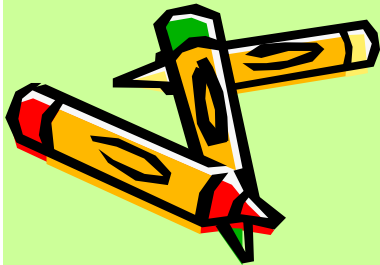


- 1946 ta Sovyetler Birliği atom bombaları geliştirilmeye başladı.
- 1947 te İngitere nükleer silahların geliştirilmesini onayladı ve ilk İngiliz nükleer reaktörü GLEEP Harwell'de işletilmeye başladı.
- 1 Kasım 1952 de Atom bombasından binlerce defa büyük olan hidrojen bombasının büyük bir versiyonu Amerika Birleşik Devletleri tarafından test amaçlı patlatıldı.
- 21 şubat 1956 de İngiltere'de ciddi anlamda ilk nükleer santral açıldı.



5.2. Nükleer Fisyon

- Fisyon, ağır çekirdeklerdeki çekirdek kuvvetleriyle Coulomb kuvvetlerinin yarışması sonucudur.
- Protonlar arasındaki Coulomb itme enerjisi, Z^2 ile orantılı artarken; toplam nükleer bağlanma enerjisi, kabaca A ile orantılı artar.
- Her ne kadar yeterli uyarılma enerjisi sağlandığında her çekirdek bölünebilse de pratik olarak ağır çekirdeklerin bölünmesi (toryum ve ötesi) önemlidir.
- Fisyonda açığa çıkan enerjinin kullanılabileceği fisyonlardan hemen sonra anlaşıldı.



Nükleer Fisyon

- **FİSYON ENERJİSİ:**
- Uranyum bölgesinde ağır bir çekirdeğin bağlanma enerjisi, nükleon başına ~ 7.6 MeV dir.
- ^{238}U , $A=119$ olan eşit iki parçaya, bölündüğünde nükleon başına bağlanma enerjisi yaklaşık 8.5 MeV olacaktır.
- Bölünmeden önce bağlanma enerjisi, $-7.6 \times 238 = -1809$ MeV iken bölünmeden sonra, $-2 \times 119 \times 8.5 = -2033$ MeV olacaktır. Açığa çıkan enerji de, $-1809 - (-2033) = 214$ MeV olacaktır.
- O halde daha sıkı bir yapıya giderken, enerji açığa çıkacaktır.
- Bu enerji, α , β ve γ gibi bozunma ürünlerinde kinetik enerjisi (%80) ve yayınlanan parçacıkların durgun kütle enerjisi şeklinde ortaya çıkar.



Bölüm 5: Nükleer Fisyon ve Füzyon

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

5.2.1. Çekirdek Niçin Bölünür?

- ^{238}U 'in kendiliğinden α -bozunma olasılığı ($T_{1/2}=4.5 \times 10^9$ yıl) kendiliğinden fisyon olasılığından ($T_{1/2} \sim 10^{16}$ yıl) daha büyüktür.
- Yani, Coulomb engeli, α -bozunumunu engellediği gibi fisyonu da engeller.
- Eğer ^{238}U , iki eşit parçaya bölünürse aralarındaki uzaklık (iki ^{119}Pd çekirdeği), $R_1+R_2=2 \times 1.25 \times (119)^{1/3}=12.2$ fm olur.
- Coulomb engeli de,
- $V=(Z_1Z_2e^2)/(4\pi\epsilon_0R)=250$ MeV olur.
- Çekirdek potansiyelinin iç bölgesinde ^{238}U , 214 MeV enerjili iki ^{119}Pd çekirdeği şeklinde bulunabilir ve $214\text{MeV} < 250$ MeV olduğundan bölünme olmaz (Bu hesaplarda %10-20 sapma vardır).



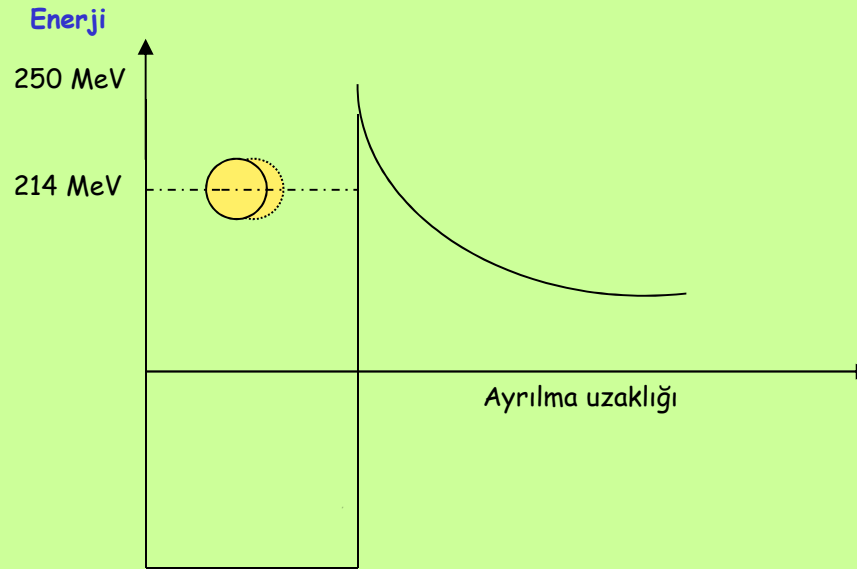
Bölüm 5: Nükleer Fisyon ve Füzyon

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

104

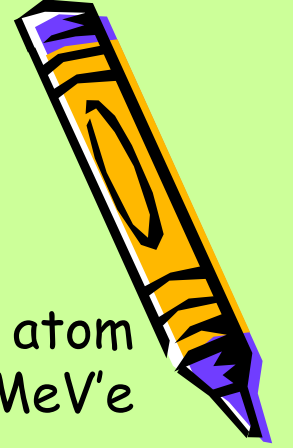
Çekirdek Niçin Bölünür?(devam)

- Eğer iki çekirdek ^{79}Zn ve ^{159}Sm olsaydı, kütle ve atom numaraları oranı $\sim 2:1$ olurdu ve Coulomb engeli 221 MeV'e inerdi ve fisyon oluşabilirdi.



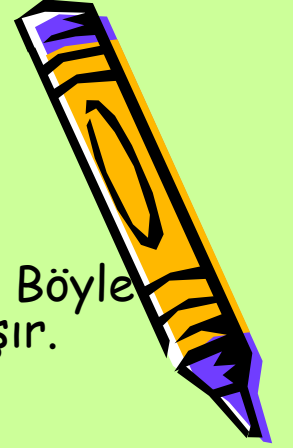
Şekil 5.1 ^{238}U 'in potansiyel kuyusu içinde iki ^{119}Pd halinde bulunması

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin



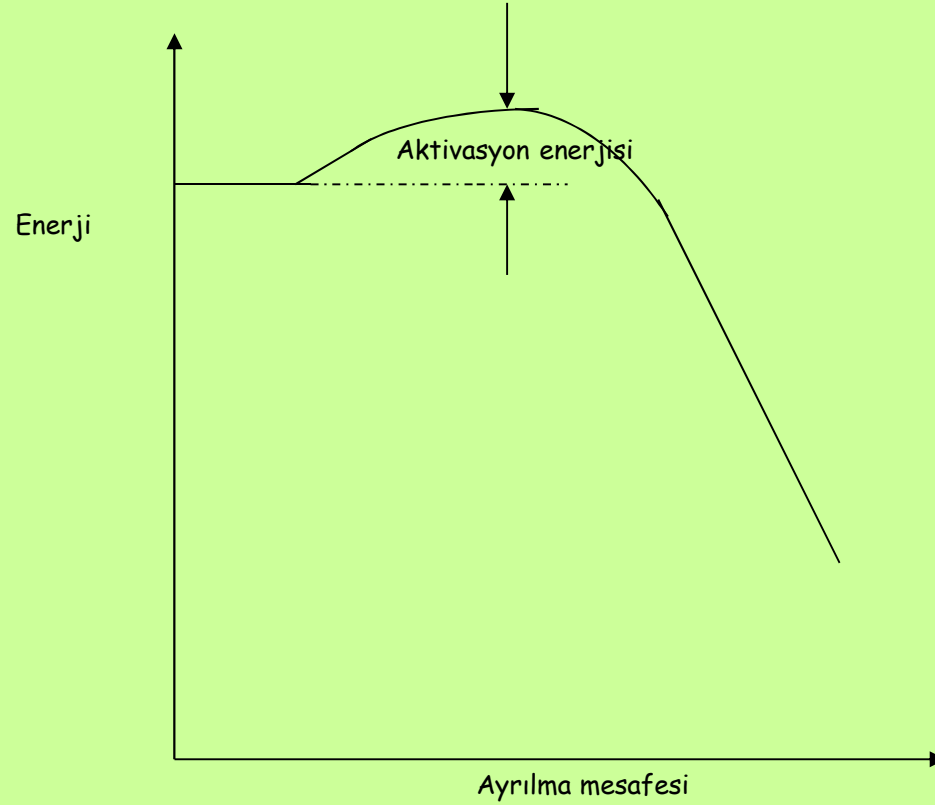
Çekirdek Niçin Bölünür?(devam)

- Buraya kadarki tartışmamız kendiliğinden fisyonla ilgilidir. Böyle çekirdeklerde Coulomb kuvvetleri ile çekirdek kuvvetleri yarışır.
- Kendiliğinden fisyon yapabilen doğal çekirdekler yoktur.
- Hesaplamalara göre $A=300$ civarında fisyona karşı engel sıfırdır.
- Engelin hemen altında olan bazı çekirdekler yavaş nötron veya fotonlar soğurarak engel yüksekliğinde veya daha yukarıda bir ara durum oluşur ve birleşik çekirdeğin bozunma modları ile yarışan **indüklenmiş** bir fisyon meydana gelir.
- Bir çekirdeğin indüklenmiş fisyona uğrama yeteneği kritik olarak ara durum enerjisine bağlıdır. Fisyon engelinin taban durum üzerindeki yüksekliği **aktivasyon enerjisi** olarak adlandırılır.



Çekirdek Niçin Bölünür?(devam)

- Aktivasyon enerjisi



Şekil 5.2 ^{238}U 'in kendiliğinden fisyonuna karşı koyan düzgün bir potansiyel engeli. Fisyon engelini aşabilmek için bu enerjiye eşit bir enerjinin çekirdeğe verilmesi gerekir.

5.2.2. Kendiliğinden Fisyon

- Fisyon, yarı-ampirik kütle formülü ile daha iyi anlaşılabilir. Bölünmek üzere gerilmiş bir çekirdeği elipsoide benzetebiliriz. Küresel bir çekirdekle aynı hacimli elipsoid arasındaki enerji farkı aşağıdaki şekilde verilir:

$$\Delta E = B(\varepsilon) - B(\varepsilon=0) = \left(-\frac{2}{5}a_y A^{2/3} + \frac{1}{3}a_c Z^2 A^{-1/3}\right) \varepsilon^2 \quad (5.1)$$

- İkinci terim birinciden büyükse **enerji değişimi pozitif** ve germekle enerji kazanılmıştır ve çekirdek gerilmeye karşı kararsızdır ve fisyon uğrar. Dolayısıyla **kendiliğinden fisyon şartı** şu şekilde elde edilir:

$$\frac{1}{3}a_c Z^2 A^{-1/3} > \frac{2}{5}a_y A^{2/3} \quad \frac{Z^2}{A} > 47 \quad (5.2)$$



5.2.3. Fisyon da Enerji

- ^{235}U , $^{236}\text{U}^*$ birleşik durumunu oluşturmak üzere bir nötron yakaladığında uyarılma enerjisi şu şekilde elde edilir:

$$m(^{235}\text{U}) + m_n = m(^{236}\text{U}^*)$$

$$E_{uy} = (236.455563u - 236.052589u) \times 931.502 \text{ MeV} / u = 6.5 \text{ MeV}$$

- ^{236}U için aktivasyon enerjisi 6.2 MeV hesaplanır. Buna göre, ^{235}U çekirdeğine bir nötron ekleyerek aktivasyon enerjisi aşılabılır.
- $^{238}\text{U} + n \rightarrow ^{239}\text{U}^*$ için $E_{uy} = 4.8 \text{ MeV}$ verir (aktivasyon enerjisi ise 6.6 MeV). Bu değer ^{238}U için hesaplanan aktivasyon enerjisinden küçüktür. Bu bakımdan ^{238}U fisyonu için MeV enerjili nötronlara ihtiyaç vardır.



5.2.4. Zincir Reaksiyonu

- Sonsuz büyüklükte uranyum (%0.72 ^{235}U , %99.28 ^{238}U) kütlesini göz önüne alalım. Tek bir fisyon ortalama 2.5 nötron üretir. Buna ikinci nesil nötronlar denir. Bu nötronların her biri bir diğer fisyon ve daha çok nötronun çıkmasına neden olur ve böyle devam eder. Buna **zincir reaksiyonu** denir.
- Nötron çoğaltma faktörü, k bir nesilden diğerine termal nötronların sayısındaki net artışı verir. Zincir reaksiyonunun devamı için $k \geq 1$ olmalıdır.

Her ne kadar fisyon başına 2.5 nötron çıksa da bunlar hızlı nötronlardır ve yavaşlatılmalıdır. Yavaşlatma grafit bloklarla olabilir. Grafit bloklar uranyum blokları arasına konur. Enerji çıkışını karalı tutabilmek için $k=1$ (kritik) yapmak gerekir. Buna **kontrollü zincir reaksiyonu** denir. $k>1$ olursa kontrolsüz zincir reaksiyonu olur (**nükleer bomba**)



5.2.5. Fisyon Reaktörleri

- Bütün reaktörler benzer temel elamanlardan oluşur: yakıt (fisyon yapabilen malzeme, nötronlar ve yavaşlatıcı, nötron kaçağını azaltmak için yansıtıcı, bazıları radyoaktif olan ürünleri tutabilmek için reaktör kabı, çalışan personeli radyasyondan korumak için zırhlama, ısıyı çıkarmak için soğutucu olarak sıralanabilir.
- Reaktör tipleri aşağıdaki şekilde sıralanabilir:
- Güç reaktörleri (nükleer enerji elde etmede), araştırma reaktörleri (1-10 MW-katıhal fiziği araştırmalarında) ve dönüştürücü reaktörleri (fisyon yapmayan maddeleri fisyon yapabilen maddelere dönüştürmede: ^{238}U 'dan ^{239}Pu 'a ve ^{232}Th 'dan ^{233}U 'e).



5.3. Nükleer Füzyon

- Çekirdeklerden enerji elde etmenin başka bir yolu, çok hafif çekirdeklerden başlayarak, hafif iki çekirdeği $A=56$ dan daha küçük çekirdek meydana getirecek çekirdek birleştirilmesidir. Bu olaya "nükleer füzyon" denir. Herhangi bir füzyon iki-cisim reaksiyonudur.
- Füzyonun fisyonu göre üstünlükleri:
 - i. Hafif çekirdekler bol miktarda olup kolay elde edilebilmektedirler.
 - ii. Füzyon ürünleri, fisyon ürünlerine göre daha hafif ve kararlıdır.
- Füzyonun fisyonu göre tek dezavantajı ise füzyonda Coulomb engelini aşılmasıdır.



Nükleer Füzyon

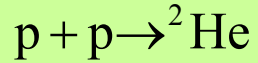


- Örneğin, iki ^{20}Ne çekirdeği birleşerek ^{40}Ca oluştursun. Q-değeri $Q=20.7 \text{ MeV}$ dir. Bu iki çekirdek temas ettiğinde ise Coulomb engeli 21.2 MeV dir.
- İki ^{20}Ne çekirdeğinin kinetik enerjileri toplamı 21.2 MeV (reaksiyonu oluşturmak için gerekli enerji) ise sistemin son kinetik enerjisi, $20.7+21.2=41.9 \text{ MeV}$ olur. $Q=K_s-K_i$ idi.
- İki ^{20}Ne çekirdeğinin hızlandırma yoluyla elde edilebilecek *nükleer güç* 2 W kadardır. Bu ise oldukça düşük bir güçtür.
- İkinci bir yol Ne dolu gazı 21.2 MeV enerjiye ulaşabilecek şekilde ısıtmaktır. Bu bakımdan buna termonükleer füzyon adı verilir. Gerekli sıcaklık $T \sim 10^{11} \text{ }^\circ\text{K}$ dir:



Nükleer Füzyon

- Füzyon, güneş ve yıldızların güç kaynağıdır ve Dünya üzerindeki hayattan sorumludur.
- Füzyon, yakıtın büyük oranda tükendiği bir yıldızın süpernova aşamasından geçerek bir *nötron yıldızı* ya da *kara delik* haline geldiği son ürünleri anlamak açısından önemlidir.
- En temel füzyon reaksiyonu:



- olup, bu reaksiyon, ${}^2\text{He}$ kararsız olduğundan meydana gelmez.
- Fakat ${}^2\text{H}$ nin meydana gelmesine neden olan,
- ${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu$ ($Q=1.44 \text{ MeV}$) reaksiyonu güneşteki füzyonun ilk basamağıdır.
- Bir diğer temel füzyon reaksiyonu,
- ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ ($Q=23.8 \text{ MeV}$)



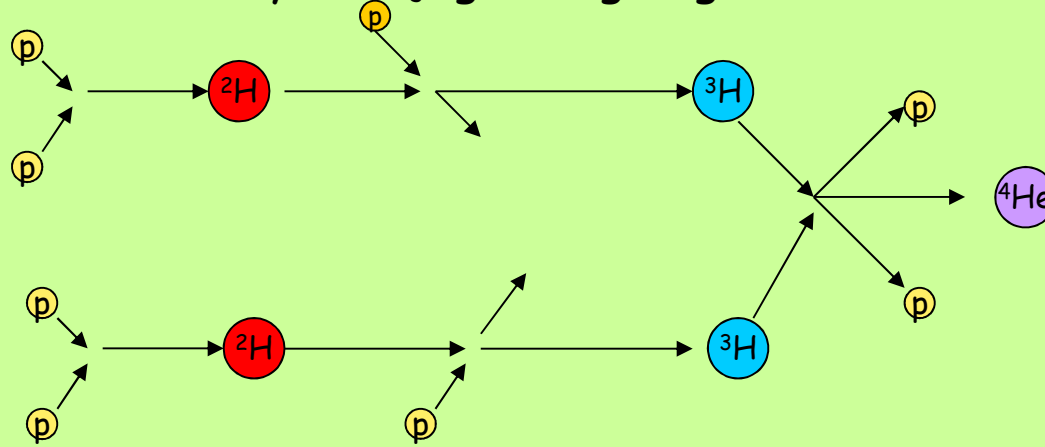
5.3.1. Temel Füzyon Reaksiyonları

- Gerçekleşmesi mümkün başka füzyon reaksiyonları da olabilir:
- ${}^2\text{H}+{}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}+n$ ($Q=3.3 \text{ MeV}$) D-D reaksiyonu
- ${}^2\text{H}+{}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{H}+p$ ($Q=4.0 \text{ MeV}$) D-D reaksiyonu
- ${}^2\text{H}+{}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He}+n$ ($Q=17.6 \text{ MeV}$) D-T reaksiyonu.
- D-T reaksiyonunda nötronlar 14.1 MeV enerji ile, ${}^4\text{He}$ ise 3.5 MeV enerjiyle çıkarlar.
- Bu veriler, U-235 çekirdeğinin fisyonu için olanla karşılaştırıldığında füzyon reaksiyonunda açığa çıkan enerji verilen yakıt kütlesi için fisyonunkinden daha büyük olacaktır. Bu reaksiyonlar füzyon reaktörlerinde kullanılabilir.



5.3.2. Güneş ve Yıldızlarda füzyon

- ^4He 'ü oluşturan dört protonun füzyonu, güneşteki benzer olarak, yıldızlarda açığa çıkan termonükleer enerjinin kaynağıdır (Şekil 5.3)
- Dört protonun füzyonu aşağıdaki gibi gösterilebilir:



Şekil 5.3 Proton-proton çevrimi

Güneş ve Yıldızlarda Füzyon

- Bir yıldız yakıtının tamamını tüketirse yüksek sıcaklıklarda helyumların füzyonu ile reaksiyonlar meydana gelebilir:
- $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ (Helyum füzyonu).
- Alfa parçacığı yakalaması ile birlikte hafif çekirdeklerin yer aldığı füzyon reaksiyonları ile ^{56}Fe 'e kadar elementler üretilebilir. Güneş, 10^9 yıldan beri nükleer füzyon yoluyla enerji üretmektedir.
- Güneş ve diğer yıldızlardaki temel reaksiyon hidrojenin (evrendeki atomların %90 dan fazlası hidrojendir %1 den azı helyumdur) helyuma dönüştüğü reaksiyondur:



- Güneşin ışımalarını sağlayan 10^{56} mertebesindeki muazzam proton sayısıdır ve bu nedenle toplam reaksiyon hızı 10^{38} s^{-1} dir. Bu basamağa "dar boğaz" adı verilir. Çünkü yavaş ve olasılık düşüktür.
- Döteronun meydana gelmesinden sonra ^3He meydana gelir:



Bölüm 5: Nükleer Fisyon ve Füzyon

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

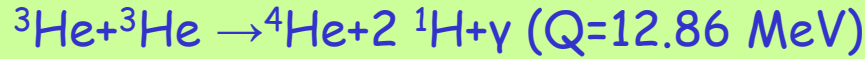
117



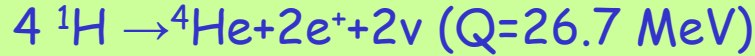
Güneş ve Yıldızlarda Füzyon



- ^3He 'ün protonlarla reaksiyona girmesi mümkün değildir. ^3He 'ün ^2H ile etkileşmesi de mümkün değildir. ^3He , başka bir ^3He ile birleşebilir:

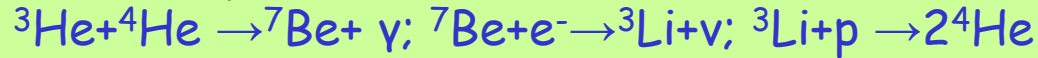


- Net reaksiyon dört protonun helyuma dönüşümüdür:

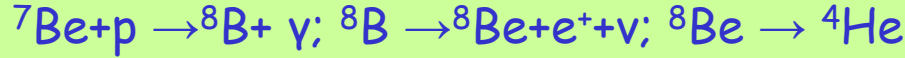


- Buna *proton-proton çevrimi* denir.

- ^3He için başka yollar da vardır:



veya



Bunların hepsinde de Q değeri aynıdır. Bunları nötrinoları gözleyerek ayırt edebiliriz.

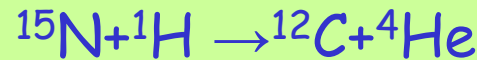
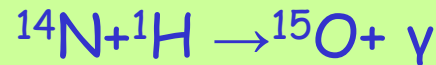
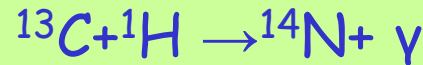
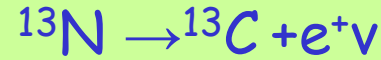
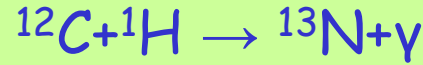
Birinci durum, 0.4 MeV, ikinci durum 0.862 MeV, üçüncü durum ise 14 MeV enerjili sürekli bir nötrino dağılımı verir.

Fakat, güneşten gelmesi beklenen nötrinoların küçük bir kısmı gözlenebilmiştir.

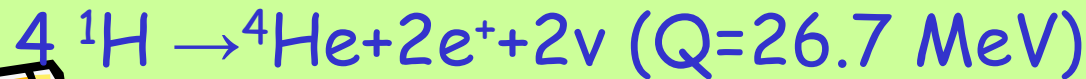


Güneş ve Yıldızlarda Füzyon

- Bir yıldızın iç bölgelerinde hidrojen ve helyuma ek olarak başka ağır elementler varsa füzyon reaksiyonlarının farklı dizileri ortaya çıkar. Bunlardan birisi *karbon veya CNO çevrimidir*:



Burada karbon ne oluşturulabilir ve ne de yok edilebilir. Ancak füzyonda katalizör görevi görür. Net reaksiyon proton-proton çevriminde de olduğu gibi burada da aynıdır:



Güneş ve Yıldızlarda Füzyon



- Güneşin ve yıldızların enerji kaynağı olarak proton-proton çevrimi ve karbon çevrimi teorisi ilk olarak **Hanz Bethe** tarafından **1939** da çalışıldı.
- Yeryüzüne ulaşan ortalama güneş ışınları yaklaşık **1.4×10^3 W/m²** değerinde güce sahiptir. Bu ise Güneşin toplam ışınma gücünün **4×10^{26} W** olduğu anlamına gelir.
- Her füzyon, yaklaşık **25 MeV** enerji ürettiğine göre saniyede **4×10^{38}** proton tüketilerek yaklaşık **10^{38}** reaksiyon gerçekleşmektedir.
- Buna göre de Güneşin toplam yakıtını **10^{10}** yılda tüketmesi beklenmektedir.

Bölüm 5: Nükleer Fisyon ve Füzyon



Güneş ve Yıldızlarda Füzyon

- Bir yıldız sahip olduğu hidrojen yakıtını tamamen tüketirse, helyum ile oluşan füzyon reaksiyonlarını meydana getirebilir.
-
- Coulomb engelini delmek için gerekli olan yüksek sıcaklıklarda $4^3\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ reaksiyonu gerçekleşebilir.
- Alfa-parçacığı yakalaması ve diğer füzyon reaksiyonları, ^{56}Fe yakınlarında sona erinceye kadar enerji üretmeye devam eder. Bunun ötesinde çekirdeklerin füzyonu ile enerji elde edilemez.
- Yıldızların evrimi ve elementlerin üretilmesi **nükleer astrofizik** konusudur.



Bölüm 5: Nükleer Fisyon ve Füzyon

Prof. Dr. Hüseyin Aytekin

121

5.3.3. Kontrollü Füzyon Reaktörleri

- Füzyon reaktörü için gerekli olan sadece **yüksek sıcaklık** değildir. Keza, yeterince yüksek çarpışma hızı için çekirdeklerin **yüksek yoğunlukta** olması gerekir.
- **Kontrollü füzyon için gerekli bir zorluk**, çekirdekleri, kullanılabilir enerji elde etmede (oluşacak yeterli reaksiyonlar için) **yeterince uzun** ve **yeterince yüksek bir yoğunlukta** tutmak gereklidir.
- Füzyon için gerekli sıcaklıklarda atomlar iyonizedir ve çekirdeklerin toplamı ve elektronlar bir **plazmadır**. Bayağı materyaller birkaç 100 derecede buharlaşmakta olduğundan yüksek sıcaklık plazması kullanılamaz. Günümüzde esaslı olarak iki teknik araştırılmaktadır: **Magnetik hapsetme** ve **iç hapsetmedir**.



Kontrollü Füzyon Reaktörleri

- 1957 de J.D. Lawson, iyon yoğunluğu " n " ile hapsedme zamanı " τ " nun çarpımının yaklaşık olarak bir minimumda kalması gerektiğini gösterdi:

$$n\tau \geq 3 \times 10^{20} \text{ s} / \text{m}^3$$

- **Lawson kriteri** tutuşmaya ulaşmayı sağlamalı. Bundan kastımız, kendi kendine bir termonükleer patlamanın, tüm dış ısıtma kapatıldığında devam etmesidir.

- Radyasyon kaybı gibi mekanizmalardan dolayı güç üretim oranını aşan sıcaklık, **kritik tutuşturma sıcaklığı** olarak isimlendirilir. D-D reaksiyonu için bu sıcaklık $4 \times 10^8 \text{ K}$ veya sadece **4 keV** dir. Lawson kriteri şudur:

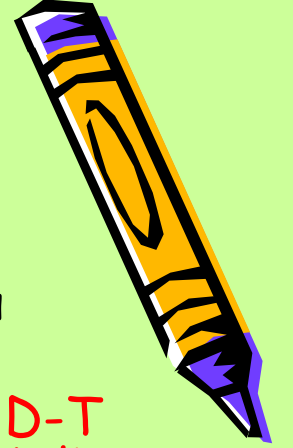
$$n\tau \geq 10^{14} \text{ s} / \text{m}^3 (D-T \text{ için}); \quad n\tau \geq 10^{16} \text{ s} / \text{m}^3 (D-D \text{ için})$$



Bölüm 5: Nükleer Fisyon ve Füzyon

Kontrollü Füzyon Reaktörleri

- Başarılı bir termonükleer güç reaktörünün 3 temel şartı şöyledir:
- i) Plazma sıcaklığı çok yüksek olmalıdır. Yaklaşık olarak D-T reaksiyonu için 4.5×10^7 K ve D-D reaksiyonu için 4×10^8 K dir.
- ii) İyon yoğunluğu "n" yüksek olmalıdır. Parçacıklar arasındaki çarpışma oranını artırmak için etkileşen çekirdeklerin yüksek bir yoğunluğa sahip olması gereklidir.
- iii) Plazma sınırlama zamanı, uzun olmalıdır. Lawson kriterine ulaşmak için, iki parçacık arasındaki füzyon olasılığı sınırlama zamanı artıkça artar.
- Şu anki çabalar, bir cihazda kritik tutuşturma sıcaklığını aşan sıcaklıklarda Lawson kriterine ulaşmayı amaçlamaktadır. Şu anda minimum plazma yoğunluğu başarılmış olmasına rağmen sınırlama zamanı problemi hala çözüm beklemektedir.



5.3.4. Füzyon Karakteristikleri

- **Enerji salınımı:** Füzyonda enerji ve momentumun korunumundan, daha hafif ürünün daha büyük kinetik enerjiyle çıkacağı anlaşılır. **D-T** reaksiyonunda **nötron**, açığa çıkan enerjinin **%80** ini, **D-D** reaksiyonunda ise ürün (proton ya da nötron), enerjinin **%75**'ini taşır.
- **Coulomb engeli:** Füzyon olasılığı Coulomb engeline aşırı derecede bağlıdır. Parçacık enerjilerinin Coulomb enerjisinden büyük olması gerekli değildir; alfa bozunumundaki gibi engel delme olasılığı da vardır.
- **Tesir kesiti:** Füzyon tesir kesiti, nükleer reaksiyon tesir kesiti ifadelerinden elde edilebilir.



Kaynaklar

- [1] D. C. Giancoli, Physics, Prentical Hall, New Jersey 2000.
- [2] S. K. Krane, Introductory Nuclear Physics, S.K. Krane, John Wiley and Sons, Inc., 1988; Çeviri editörü: Başar Şarer, Palme Yayıncılık, Ankara, 2001 (I. ve II. Cilt)
- [3] Adil Gedikoğlu, Çekirdek Fiziğine Giriş, KTÜ, Trabzon,1988
- [4] Yusuf Şahin, Çekirdek Fiziğinin Esasları, Aktif yayın, 1999.
- [5] Richard L. Liboff "Introductory to Quantum Mechanics", Addison Wesley, 2003.
- [6] Bekir Karaoğlu " Kuantum Mekaniğine Giriş",Güven Yayınları, İstanbul, 1998.
- [7] Besim Tanyeli, Nükleer Fizik, Ege Üniversitesi Basımevi, 1994, İzmir.

