NÜKLEER FİZİKTE KULLANILAN BİRİM SİSTEMİ *

- Uluslararası birim sistemi makroskopik nesneler için uygun olabilir, (örneğin insan boyunun, kilosunun ölçülmesi için) fakat mikroskopik boyutlara gidildiğinde bu birim sistemleri kullanışsız olurlar. Bunların yerine daha kullanışlı birim sistemleri gerekir.
  - Enerji
    - Enerji birimi olarak eV kullanılır.
      - 1 eV , 1 elektronun 1 Volt'luk potansiyel farkında hızlandırıldığında sahip olduğu kinetik enerjidir.
      - $1\text{eV}=1.6\times10^{-19}\text{J}$
      - $1\text{MeV} = 10^{6}\ \text{eV}=1.6\times10^{-13}\text{J}$
      - $1\text{GeV}=10^{9}\text{eV}=1.6\times10^{-10}\text{J}$

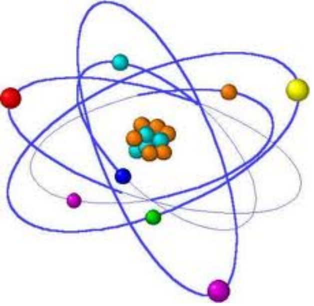
Atom fizik:	**eV**
Çekirdek fiziği:	**keV, MeV**
Yüksek enerji fiziği:	**GeV, TeV**

NÜKLEER FİZİKTE KULLANILAN BİRİM SİSTEMİ

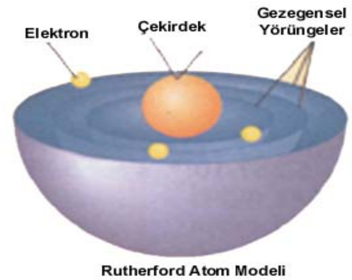
- Kütle **MeV/c² veya GeV/c²**
  - **$E=mc^2$ => $m=E/^2$**
  - **Protonun kütlesi m_p=938 MeV/c²**
  - **1MeV/c²=** 1.783×10^{-30}kg
- Momentum **MeV/c (or GeV/c)**
- **P=E/c**
  - **1MeV/c=**5.344×10^{-22}kg m s^{-1}
- Tesir Kesiti **: barn**
  - **1 barn =10^{-28} m²=100fm²**
- Uzunluk
  - **1 fm = 10^{-15} m**
- Atomik kütle Birimi **: u**
- **Karbonun (^{12}C) kütlesinin 1/12'sine 1 atomik kütle birimi denir ve 1u ile gösterilir.**
  - **1u=931.5MeV/c² = 1.661×10^{-27}kg**
- Diğer nicelikler
  - $\hbar c$=197.3 MeVfm =3.162×10^{-26} Jm *
  - **C=2.988 $\times10^{23}$fm/s=2.998 $\times10^{8}$ m/s**
  - **$\hbar$=6.588** $\times10^{-22}$MeVs=197.3MeV fm/c = 1.055 $\times10^{-34}$ Js **

* eşitliği özellikle $\Delta P\ \Delta x \approx \hbar/2$ denklemiyle hesap yaparken çok kullanışlıdır. Örneğin konumundaki belirsizlik Δx =1fm olan bir parçacığın momentumundaki belirsizlik $\Delta P= \hbar/(2\ \Delta x)$= 197.3MeVfm/(2*1fm) ≈ 99MeV olur.

** eşitliği ise $\Delta E\ \Delta t \approx \hbar/2$ denklemiyle hesap yaparken çok kullanışlıdır. Örneğin ortalama ömrü $\Delta t =10^{-22}$ saniye olan bir parçacığın enerjisindeki belirsizlik $\Delta E = \hbar/(2\ \Delta t)=6.588\times10^{-22}$MeVs/(2*$10^{-22}$s) ≈3.3 MeV'dir.

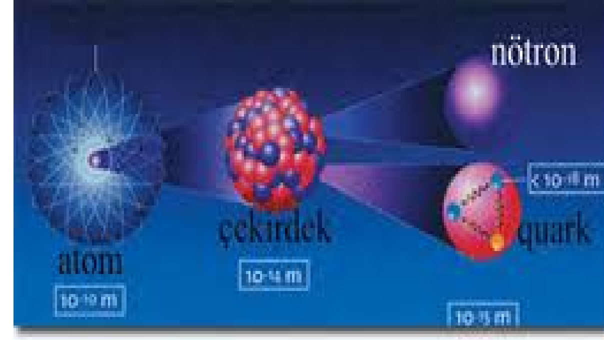


ATOMUN YAPISI *



- Atom çekirdek ve elektronlardan oluşmuştur.
- Elektronlar çekirdek etrafında Coulomb kuvveti ile tutulur.
- Elektronlar çekirdek etrafında Kuantum Mekaniğinin belirlediği kurallar çerçevesinde ancak belirli yörüngelerde bulunabilirler.
- Çekirdek, atom kütlesinin önemli bir bölümünü taşır. Hatta neredeyse atomun kütlesi çekirdeğin kütlesiyle aynıdır.
- Atomun büyüklüğü 1-10 $\times 10^{-10}$ m ya da 1-10 Angstrom ºA .

ÇEKİRDEĞİN YAPISI *



- Çekirdeğin içerisinde nötronlar ve protonlar bulunur.
- Çekirdek ${}_{Z}^{A}\text{Kimyasal Sembol}_{N}$ şeklinde gösterilir.
  - Burada A kütle numarası, Z atom numarası, aynı zamanda proton sayısı, N ise nötron sayısıdır.
  - Protonlar ve nötronlar nükleon olarak da adlandırılır.
  - Bunların arasında A=N+Z şeklinde bir bağıntı vardır.
  - Örneğin ${}_{6}^{12}C_{6}$ gibi. Çoğunlukla ${}^{12}C$ kısaltılmış biçimi de kullanılır.
  - Karbon çekirdeğinde 6 nötron ve 6 tane de proton vardır.
- Çekirdeğin(ya da atomun) türü proton sayısı ile belirlenir. Proton sayısı değişirse çekirdeğin türü değişir
  - Örnek ; 2 proton olunca Helyum, 4 proton olunca Berilyum.
- Nötron sayısı değiştirilirse çekirdeğin türü değişmez.
  - Örneğin ${}^{235}_{92}X_{143}$ çekirdeği ile ${}^{235}_{92}X_{144}$ çekirdekleri aynı isimli (Uranyum çekirdeği) çekirdeklerdir.

ÇEKİRDEĞİN YAPISI *

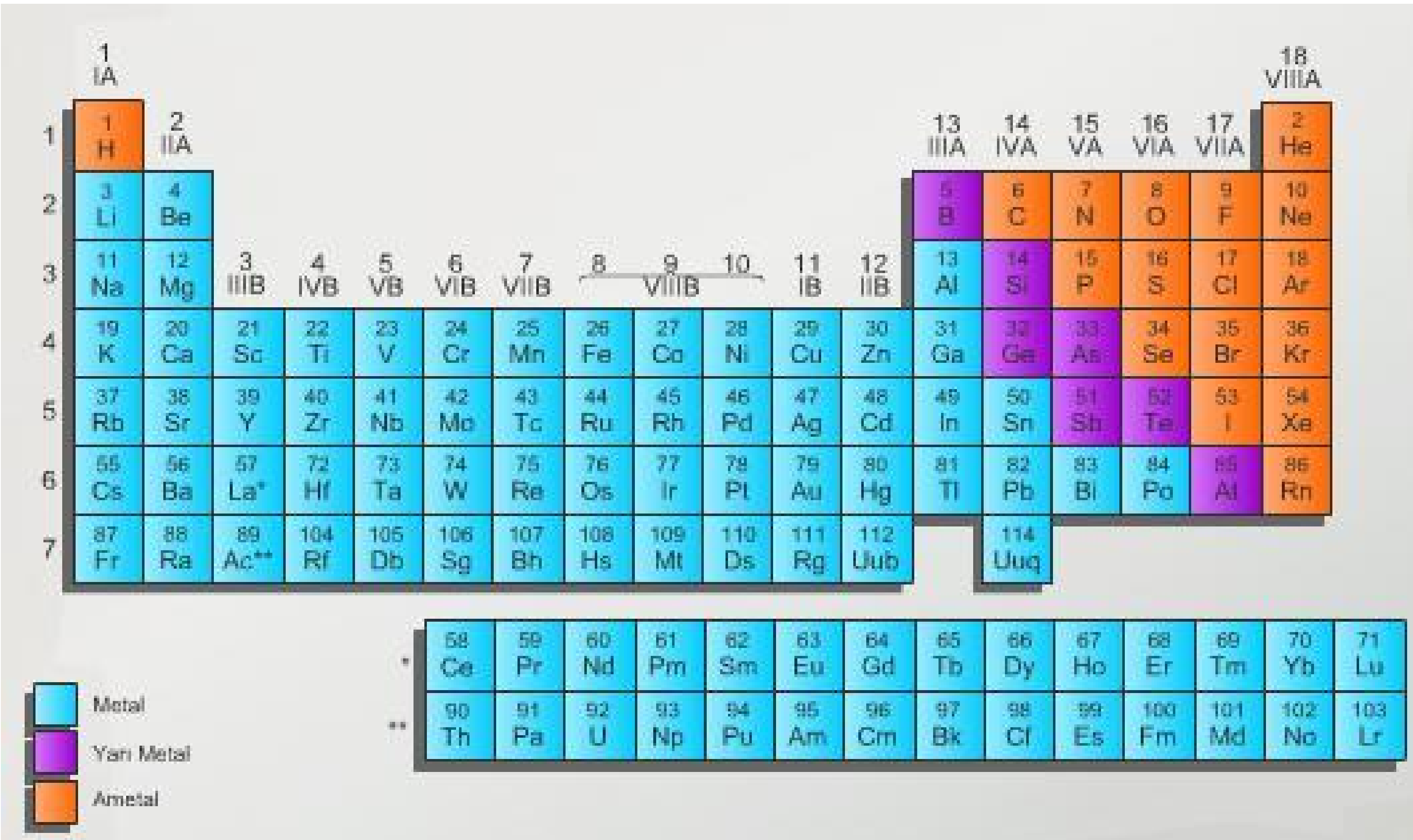
- İzotop atomlar : Atom numarası aynı kütle numarası(nötron sayısı) farklı olan atomlara denir.
  - ^{40}Ca'da 20, ^{42}Ca'da 22, ^{43}Ca'da 23, ^{44}Ca'da 24, ^{46}Ca'da 26, ^{48}Ca'da 28 nötron bulunur.
- İzoton atomlar: Nötron sayıları aynı olan atomlara denir. Proton sayısı farklı. Proton sayısı aynı olursa aynı atom olur.
  - $_6^{12}C$ $_7^{13}N$
- Izobar atomlar : Kütle numaraları aynı olan atomlara izobar atomlar denir.
  - $_6^{14}C$ $_7^{14}N$
-

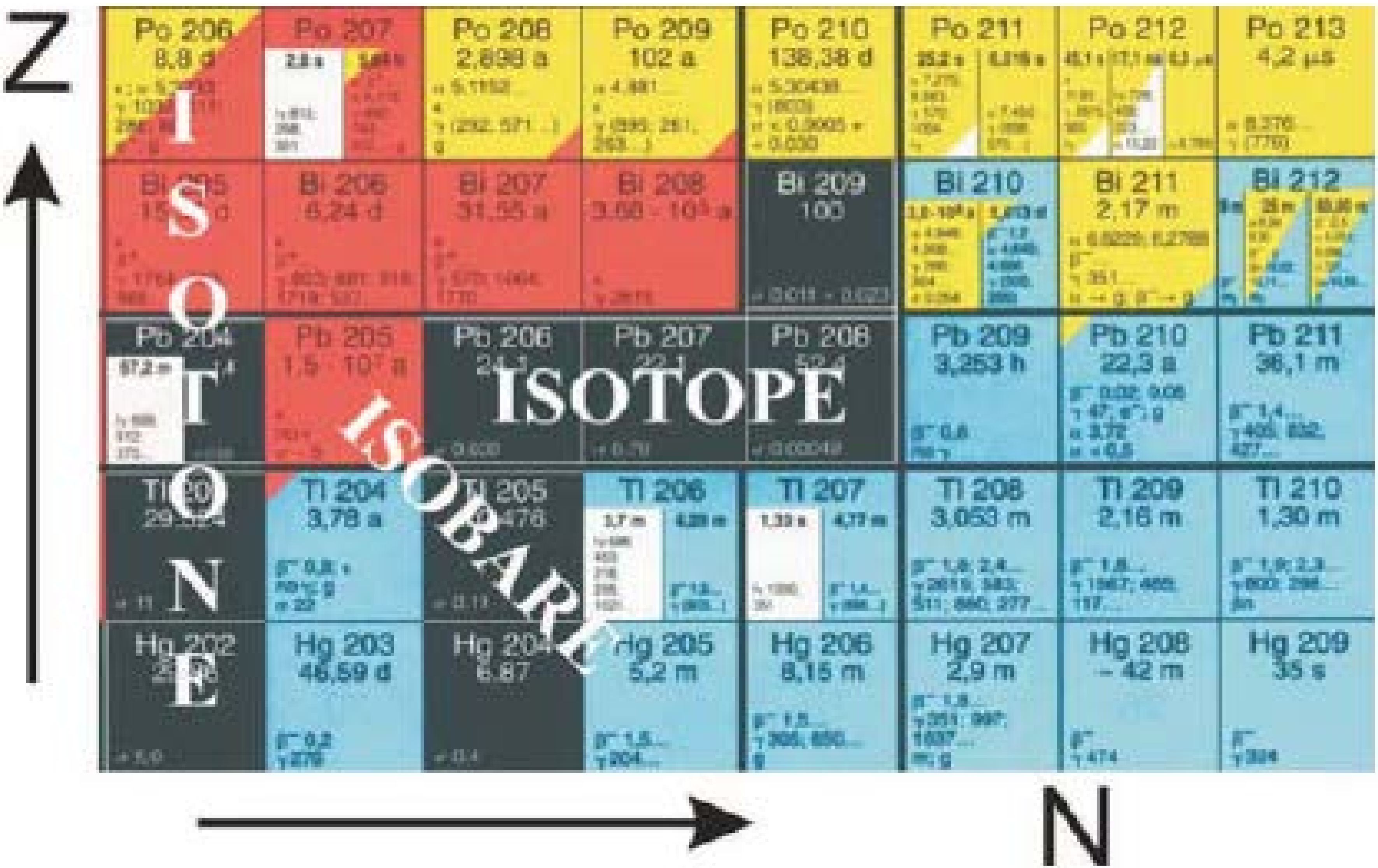
Z eşit ise İzotop

N eşit ise İzoton

A eşit ise İzobar

PERİYODİK CETVEL




Z
N
ISOTONE
ISOTOPE
ISOBARE
Po 206
Po 207
Po 208
2,898 a
Po 209
102 a
Po 210
138,38 d
Po 211
Po 212
Po 213
4,2 µs
Bi 206
6,24 d
Bi 207
31,55 a
Bi 208
Bi 209
100
Bi 210
Bi 211
2,17 m
Bi 212
Pb 205
Pb 206
Pb 207
Pb 208
Pb 209
3,253 h
Pb 210
22,3 a
Pb 211
36,1 m
Tl 204
3,78 a
Tl 205
Tl 206
Tl 207
Tl 208
3,053 m
Tl 209
2,16 m
Tl 210
1,30 m
Hg 202
Hg 203
46,59 d
Hg 204
6,87
Hg 205
5,2 m
Hg 206
8,15 m
Hg 207
2,9 m
Hg 208
~ 42 m
Hg 209
35 s

Doğada, hidrojenden uranyuma kadar, 92 element var. Bunlar, her biri değişik sayılarda olmak üzere, toplam 307 izotopa sahip. Bu doğal izotoplardan, bilindiği kadarıyla 244'ü kararlı. Kalan 63'ü kararsız. Elementlerden 80'i, en az bir kararlı izotopa sahip. Bunlar, ilk 82 element arasında yer alıyor. Bir de insan yapımı, 'yapay' izotoplar var. Yapay veya doğal, bilinen tüm izotopların sayısı 2600 kadar...

ÇEKİRDEĞİN YAPISI *

- Çekirdeğin boyutları 1-10 x 10^{-15} m, 1-10fm
- Yarıçapı yaklaşık olarak $R=1.23A^{1/3} \times 10^{-15}$ m bağıntısıyla ile de verilir.
- Protonların ve nötronların kütlesi ~$1,66 \times 10^{-27}$ kg
- Dolayısıyla bir çekirdeğin ağırlığı=$A \times 1,66 \times 10^{-24}$ g
- Hacmi $=(4/3)\pi r^3=(4/3)\pi(1.2A^{1/3})^3 \times 10^{-45}$ m^3
- yoğunluk=kütle/hacim=~200000 ton/mm^3
- Çekirdeğin yoğunluğu kütlesinden bağımsızdır.

NÜKLEONLAR VE KUVVETLİ ETKİLEŞMELER

- Nükleonlar : proton ve nötronlara nükleon da diyoruz.
- Hadrondurlar. Dolayısıyla kuvvetli etkileşirler.
- m_n=939,57 MeV/c2
- m_p=938,28 MeV/c2
- $m_n – m_p$=1,29Mev/c2 (~2 elektron kütlesi)
- Fark elektromanyetik etkileşmeden kaynaklanıyor.
- Protonun yükü merkezin etrafına simetrik dağılmıştır.
- Yük dağılımının deneysel olarak bulunmuş yarıçapı ~0.88 fm.
- Nötronun da yük dağılımı var. Merkezdeki pozitif yükün etrafına negatif yükler dağılmış. Nötronun yük dağılımının yarıçapı protonlarla aynıdır.

NÜKLEONLAR VE KUVVETLİ ETKİLEŞMELER

- Protonun ve nötronun manyetik momentleri :
  - $\mu_p = 2,79284(e\hbar/2m_p)$ J/T
  - $\mu_n = -1,91304(e\hbar/2m_p)$ J/T
- Dirac denkleminden nötron ve protonun beklenen manyetik momentleri :
  - $\mu_p = e\hbar/2m_p$
  - $\mu_n = 0$
- Dirac denklemi noktasal parçacıklar içindir. Nötron ve protonun deneysel manyetik momentleri bu değerleri sağlamadığından noktasal parçacık değillerdir.

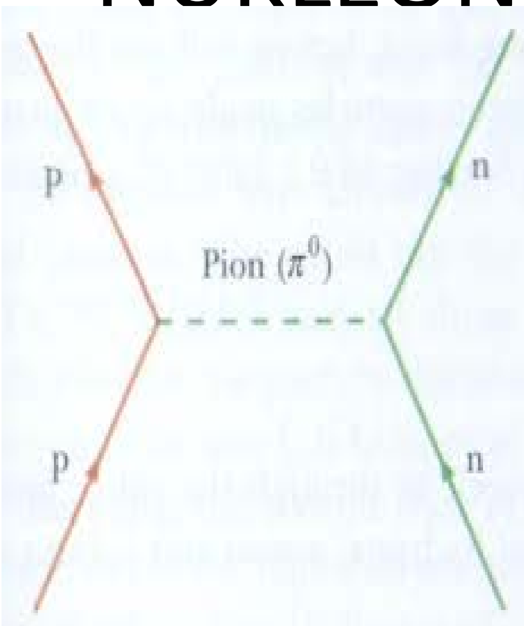
NÜKLEON-NÜKLEON ETKİLEŞMELERİ *

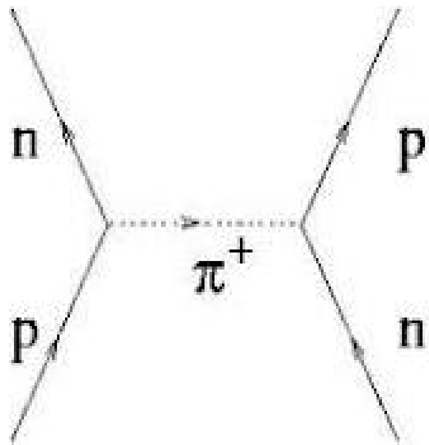
- Nükleon-nükleon(n-n) etkileşmesi her nükleonda 3 tane kuark bulunduğu için 6 cisim etkileşmesidir.
- Matematik açısından 6 cisim problemini incelemek mümkün değildir.
- Bu nedenle deneylerle sonuç çıkarıyoruz.
- Deney sonuçları teorik öngörülerle uyuşturularak parametreler belirleniyor.
- Nükleonların kinetik enerjisi ~20-30 MeV.
- Kuarkları uyarmak için ~300 MeV gerekiyor.
- Nükleonların enerjisi iyi ki kuarkları uyarmaya yetmiyor, yetseydi çekirdek, dolayısıyla da atom diye bir şey kalmazdı.
- Atom çekirdeği birbiriyle etkileşen fakat genellikle temel durumda kalan nükleonlar topluluğudur.

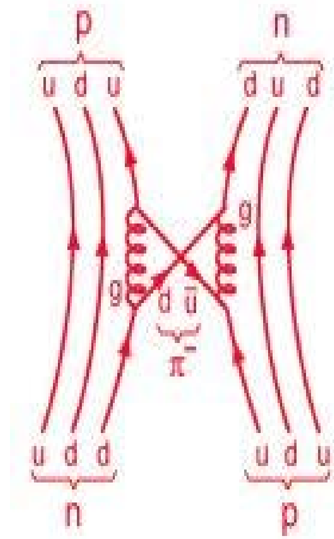
NÜKLEON-NÜKLEON ETKİLEŞMELERİ *

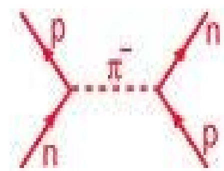
- Bazı atomlardaki nükleon durumlarına bakarsak
  - H^1 p
  - H^2 p-n
  - H^3 pnn
  - He^4 ppnn
- Çekirdeğinde sadece p-p veya n-n bulunduran atomlar yok. Bu çekirdeklere Pauli dışarlama ilkesi izin vermez.
- ~$\geq$1fm mesafelerde n-n etkileşmesi gluon değil pion (π mezonu) alışverişi ile ifade edilir. Bu etkileşme şekli kuvvetli etkileşmenin çok zayıf şeklidir. Atomdaki Van der Waals kuvveti gibi.

NÜKLEON-NÜKLEON ETKİLEŞMELERİ





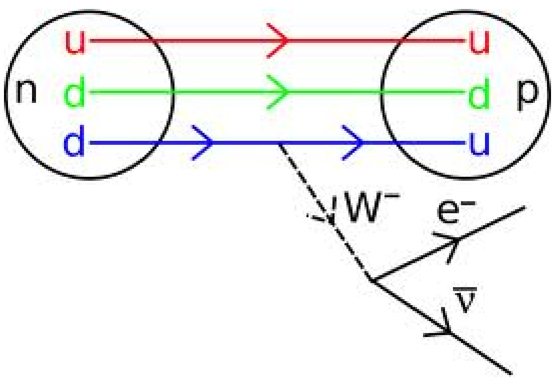




- n-n etkileşmeleri hangi π mezonunun değiş-tokuş edildiğine göre 3 farklı şekilde gerçekleşebilir.
- Proton(nötron) bir π^0 mezonu atar. Bu mezon nötron(proton) tarafından yakalanır. Böylece çekici bir kuvvet oluşur.
- Proton bir π^+ mezonu atar ve proton nötrona dönüşür. Bu mezon nötron tarafından yakalanır ve nötron protona dönüşür. Böylece çekici bir kuvvet oluşur.
- Nötron bir π^- mezonu atar ve nötron protona dönüşür. Bu mezon proton tarafından yakalanır ve proton nötrona dönüşür. Böylece çekici bir kuvvet oluşur.

NÜKLEONLARIN ZAYIF ETKİLEŞMESİ

- Beta (β) bozunumu: Bir parçacığın elektrona dönüşmesi yada bir olay sonucunda ortaya elektron çıkmasıdır.
- Örneğin bir nötronun bir protona bozunması:

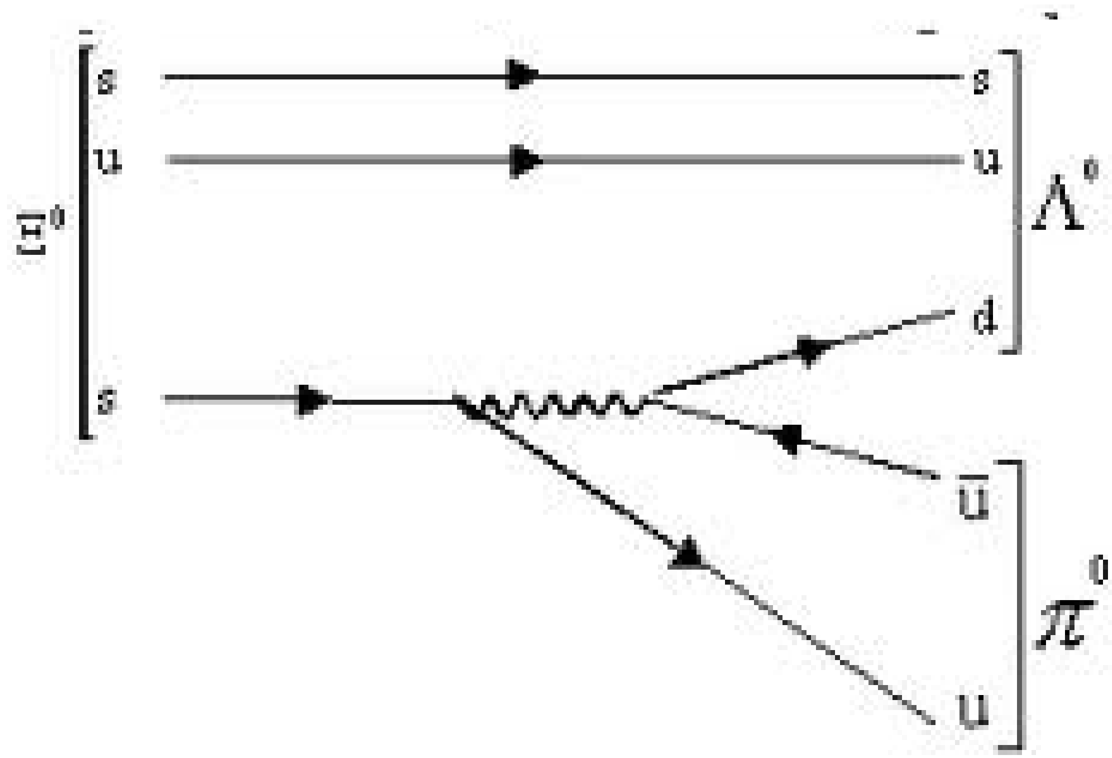


- Bu olayın boş uzayda ortalama ömrü τ=15dk'dır.
- Boş uzayda bir nötron bir protona dönüşebilir, fakat boş uzayda bir proton bir nötrona dönüşemez. Ama çekirdek içerisinde bir proton bir nötrona dönüşebilir.

$$p \rightarrow n + e^{+} + \nu_e$$

NÜKLEONLARIN ZAYIF ETKİLEŞMESİ

- Ağır çekirdeklerde nötronlar kararsız, hafif çekirdeklerde ise kararlıdır.
- Çekirdek içerisinde bu olayların ortalama ömürleri değişebilir.
- s(acayip) kuarkların oluşturduğu parçacıklara acayip parçacıklar denir.
-
- parçacık MeV/c^2
- $K^+ : u\bar{s}$ 493
- Σ^0 : uds 1193
- Σ^- : dds 1197



- Diyagramlardaki etkileşmelerin hepsi bir tür zayıf etkileşmedir.

REAKSİYON TÜRLERİNE KARAR VERMEK *

- Bir reaksiyon sonucu foton yayınlanıyorsa bu etkileşme elektromanyetik etkileşmedir.
- Reaksiyon sonucu kuarkların çeşnisi değişmiyorsa (ve foton da çıkmıyorsa) bu bir kuvvetli etkileşmedir.
- Bir etkileşme sonucu kuark çeşnisi değişiyorsa bu etkileşme zayıf etkileşmedir. Kuark çeşnisini sadece zayıf etkileşme değiştirir.
- Reaksiyonların yarı-ömürlerine bakarak da bir reaksiyonun çeşidi belirlenebilir.
- Eğer etkileşme yarı ömrü
  - $\approx 10^{-23}$ ise kuvvetli etkileşme,
  - $\approx 10^{-16}$ ise EM etkileşme,
  - $\approx 10^{-8}$ ise zayıf etkileşmedir.

ÇEKİRDEKTEKİ YÜK VE MADDE DAĞILIMI *

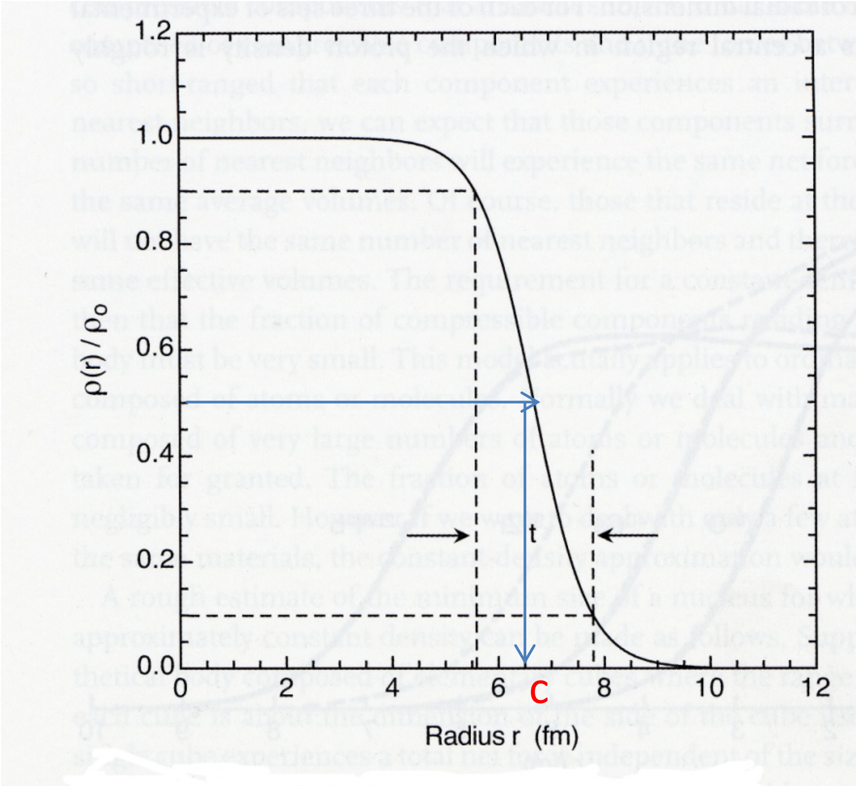
- Rutherford saçılması ile çekirdeğin boyutlarının atom boyutlarından 10^4 kez daha küçük olduğu anlaşılmıştır.
- 1950'lerden sonra çekirdeğin yapısını daha iyi anlamak için elektron saçılması deneyleri yapılmaya başlanmıştır.
- Bu çalışmalarda çekirdeğe yüksek enerjili elektronlar gönderilerek bunların saçılması incelenmiştir. (Rutherford deneyinin elektron kullanılan şekli diye düşünülebilir.)
- Rutherford deneyi sadece atomun boyutları hakkında bilgi verirken elektron saçılmalarından atomun boyutları ile bilginin yanı sıra çekirdek içindeki yük dağılımının boyutları hakkında da bilgi edinmek mümkün olmuştur.
- Kullanılacak elektronun dalga boyu $\lambda = h/p$
- Çekirdeğin boyutlarını birkaç fermi alırsak
- $p=h/\lambda$'dan $\approx 200\,\mathrm{MeV/c}$ olarak bulunur. Yani kullanılacak elektronların enerjisi $\approx 200\,\mathrm{MeV}$ civarında olmalıdır.

ÇEKİRDEKTEKİ YÜK VE MADDE DAĞILIMI *

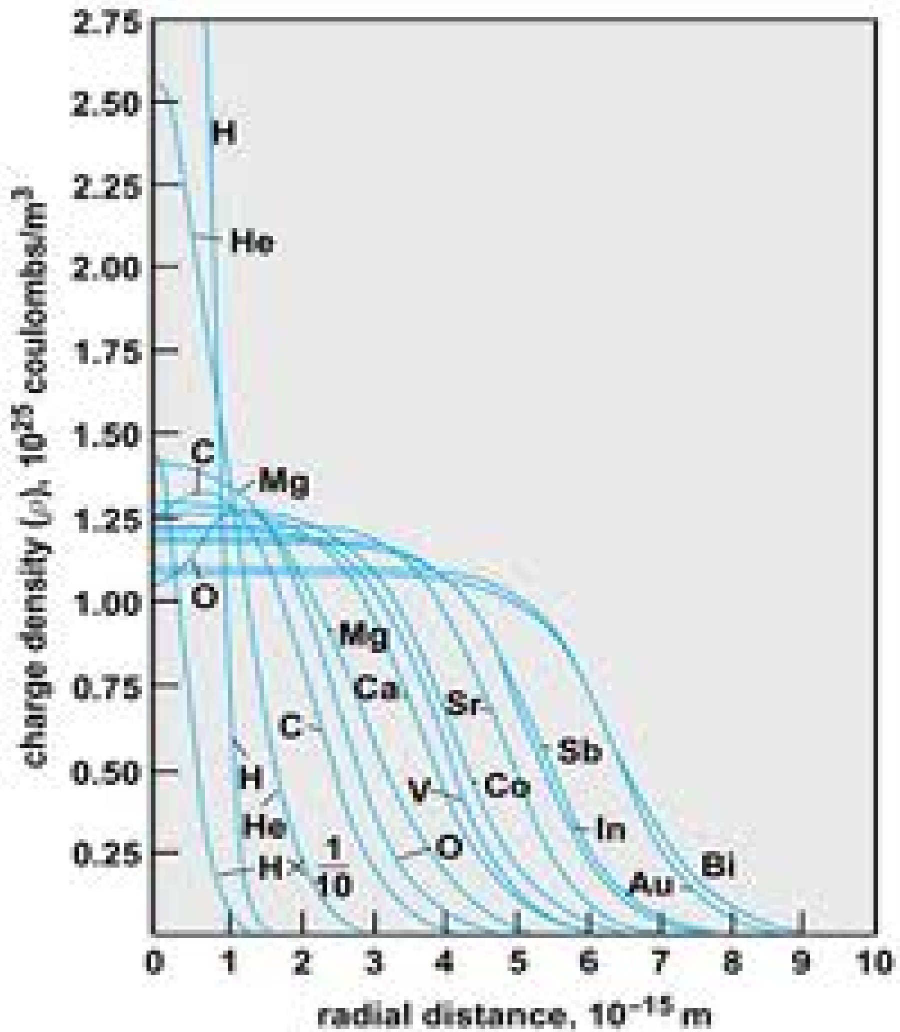
- Benzer deneyler muonlar ile de yapılabilir.
- Muonlar çekirdek içerisine gönderildiğinde elektronlarla çarpışarak enerjisini kaybeder ve sonunda çekirdek tarafından yakalanarak çekirdeğin yörüngesine girer.
- Kütlesi çok büyük olduğu için gittikçe yavaşlayarak daha alt enerji düzeylerine düşer. Enerji düzeyleri azaldıkça *X* ışınları yayınlanır. Bu ışınlar incelenerek çekirdeğin yapısı hakkında bilgi edinilir.
- Bazen bu enerji seviyeleri(örneğin 1s) çekirdek içerisine bile denk gelebilir. Bu durumda yayınlanan *X* ışınları incelenerek çekirdeğin yük dağılımı hakkında bilgi edinilir.
- Muon sonunda daha önce gördüğümüz gibi bir elektron ve nötrinolara bozunur yada $\mu^{-}+p \rightarrow n+\nu_{\mu}$ reaksiyonuyla (bir tür β bozunumu) bir protonu nötrona dönüştürerek yok olur.

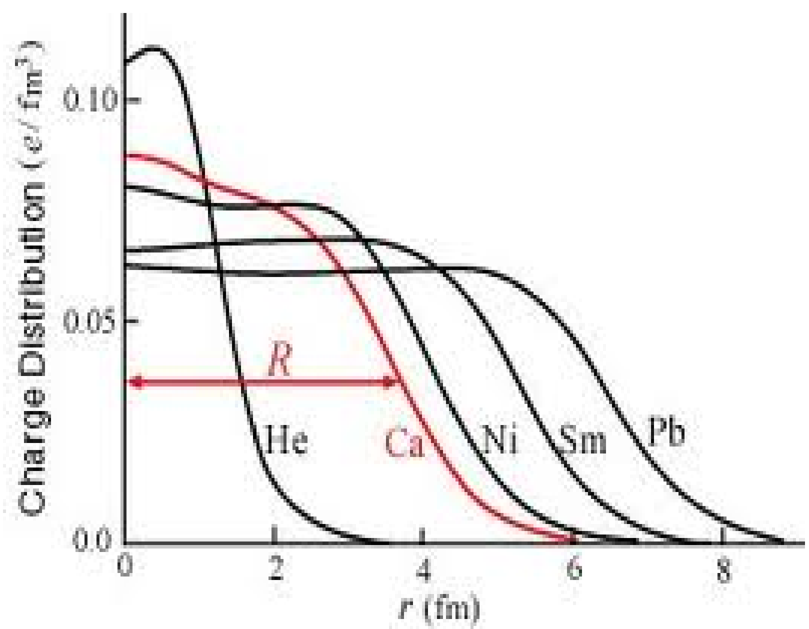
ÇEKİRDEKTEKİ YÜK VE MADDE DAĞILIMI

- Yukarıda anlatılan deneysel yöntemlerin sonuçlarına göre çekirdek içindeki yük dağılımı şekilde gösterildiği gibidir.
- Çekirdeğin kesin sınırları yoktur.
- Şekilden görüldüğü gibi çekirdek içerisindeki yük çekirdek hacmi içerisinde düzgün dağılmıştır.
- Yüzeye yaklaşıldığında yük yoğunluğu birden azalmakta ve sıfır olmaktadır.
- Bu durum neredeyse tüm çekirdekler için aynıdır.
- c=1.07A$^{1/3}$. Yoğunluğun %50'ye düştüğü mesafedir.
- t=2.4 fm. Yüzey kalınlık parametresidir. Yük yoğunluğunun %90'dan %10"a düştüğü mesafedir. Çekirdeğin büyüklüğünden bağımsızdır.



ÇEKİRDEKTEKİ YÜK VE MADDE DAĞILIMI





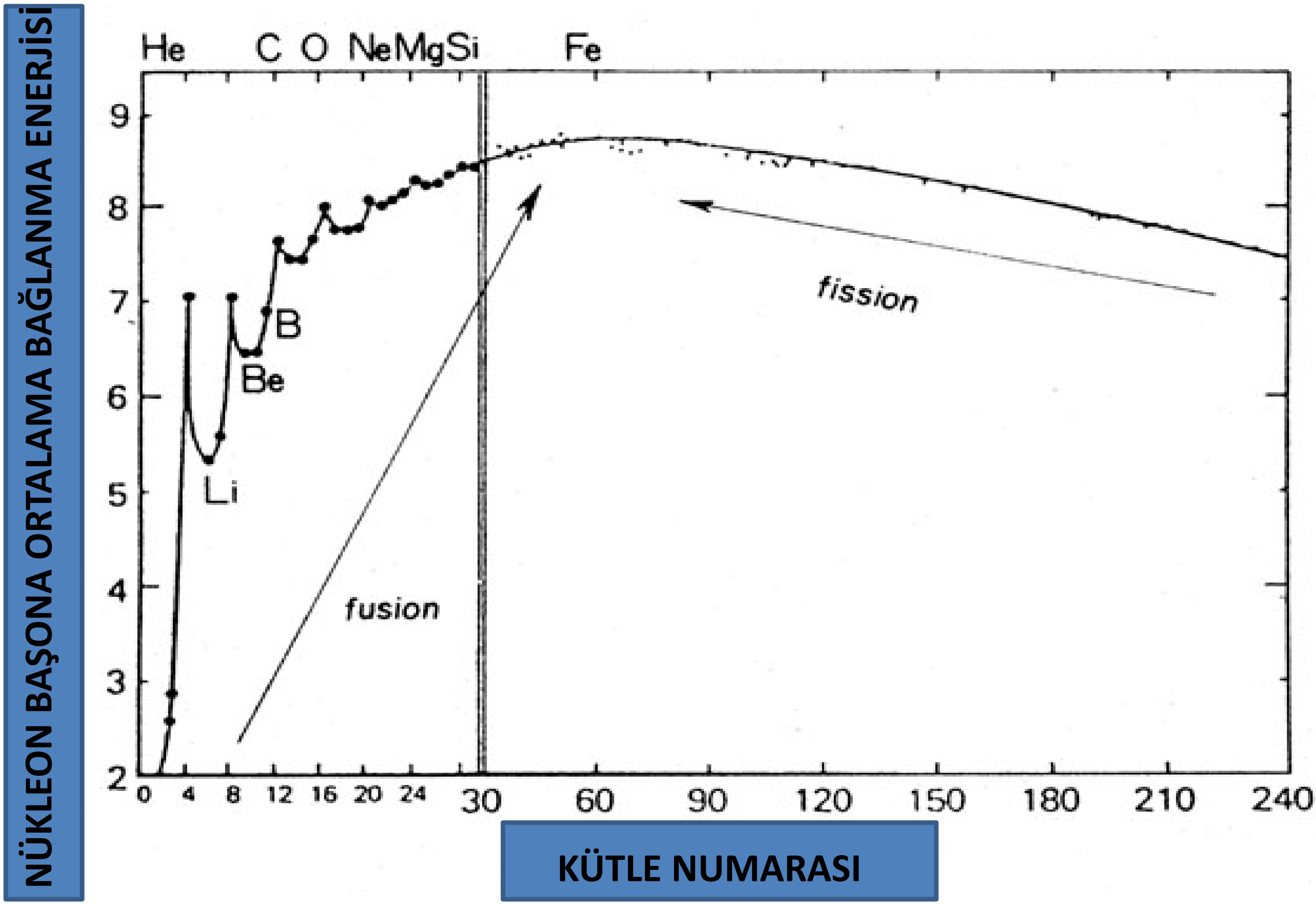
ÇEKİRDEKLERİN YARIÇAPI *

- Bu saçılma deneylerinden elde edilen sonuçlara göre birim hacim başına düşen nükleon sayısının sabit olduğu görülmüştür.
- $\frac{A}{\frac{4\pi R^3}{3}} \sim sabit$ buradan $R = R_0\, A^{1/3}$ olduğu görülür.
- $R_0 \cong 1.23$ fm bulunmuştur. R_0 yerine yazdığımızda
- $R = 1.23\, A^{1/3}\ fm$ olur.
- Görüldüğü gibi çekirdeklerin yarıçapı kütle numaralarının küp kökü ile orantılıdır.

BAĞLANMA ENERJİSİ *

- Bir **çekirdek** *Z* tane proton ve *N* tane nötrondan meydana gelir.
- Bir çekirdeğin kütlesi protonların ve nötronların kütlesinin toplamından daha azdır.
- Aradaki farka bağlanma enerjisi denir.
- Bu enerji *Z* tane protonu ve *N* tane nötronu bir araya getirdiğimizde ortaya çıkan enerjidir.
- $\boldsymbol{m_ç(Z,N)= Zm_\mathrm{p}+Nm_\mathrm{n}- \mathrm{B}(Z,N)/\mathrm{c}^2}$
- Burada m_p ve m_n sırasıyla nötron ve protonun kütlesi, $\boldsymbol{m(Z,N)}$ ise *Z* proton ve *N* nötron içeren çekirdeğin kütlesidir ve *c* de ışık hızıdır.
- Çekirdeği tekrar protonlarına ve nötronlarına ayırmak istersek çekirdeğe bu enerjiyi vermemiz gerekir.
- Bağlanma enerjisi ne kadar büyük olursa çekirdek o kadar kararlı olur.
- Bağlanma enerjisi azaldıkça çekirdek daha kararsız hale gelir.
- Genelde biz çekirdek kütlelerini değil de atom kütlelerini ölçebiliyoruz bu nedenle bağlanma enerjisini atom kütleleri cinsinden yazalım:
- $\boldsymbol{m_a(Z,N)= Z(m_\mathrm{p}+m_\mathrm{e})+Nm_\mathrm{n} -\mathrm{B}(Z,N)/\mathrm{c}^2 -\mathrm{b}/ \mathrm{c}^2}$
- Burada *b* elektronların bağlanma enerjisidir ve eV mertebesindedir. Elektronların bağlanma enerjisi çok küçük olduğundan çekirdeğin bağlanma enerjisi(MeV) yanında ihmal edilebilir.

NÜKLEON BAŞINA BAĞLANMA ENERJİSİ



NÜKLEON BAŞINA BAĞLANMA ENERJİSİ *

- Bağlanma enerjisinin nükleon sayısına(*A*) oranına birim nükleon başına bağlanma enerjisi denir.
- Bu değer bazı istisnalar dışında neredeyse sabittir.
- Kütle numarası 12'den büyük çekirdekler için nükleon başına bağlanma enerjisi 7.5 ile 8.5 MeV arasında değişmektedir. Ortalama değer ise yaklaşık 8MeV'dir.
- Çok hafif çekirdekler için *B*/*A* oldukça düşüktür. Fakat *A*=4(He), 8(Be), 12(C) için pikler vardır.
- *B*/*A* nın maksimum değeri 8.8 MeV civarındadır. Bu değer $A \approx 55\text{-}60$ kütle aralığındadır. Örneğin ^{56}Fe için *B*/*A*=8.79 MeV'dir.
- Bu maksimum değerden sonra *B*/*A* gittikçe azalmaktadır.

BAĞLANMA ENERJİSİ *

- Bağlanma enerjisi bağıntısını kullanarak bazı atomlar için bağlanma enerjilerini hesaplayıp bir tablo oluşturalım.
- Bu işlem için ${}^{2}_{1}H$ atomundan başlayıp bir nötron ve bir proton ilave ederek işleme devam edelim.
- Sırasıyla bir proton ve bir nötron ilave ettiğimiz için bazı atomların bazı izotopları tabloda görünmeyecektir.
- Tabloda bağlanma enerjisi son nükleonun bağlanmasıyla birden artan(dolayısıyla son nükleonun bağlanma enerjisi büyük olan atomlar) çok kararlı atomlardır.
- Böyle atomlar proton sayıları ve nötron sayıları aynı olup spinleri 0 (sıfır) olan atomlardır.

Çekirdek	Bağ enerjisi (Mev)	Son nükleonun bağlanma enerjisi	Bağlanma enerjisi / nükleon sayısı	Spin	Parite
1) $^{2}_{1}H$	2.22	2.22	1.1	1	+1
2) $^{3}_{1}H$	8.48	6.3	2.8	½	+1
3) $^{4}_{2}He$	28.30	19.3	7.1	0	+1
4) $^{5}_{2}He$	27.34	-1.0	5.5	3/2	-1
5) $^{6}_{3}Li$	31.99	4.7	5.3	1	+1
6) $^{7}_{3}Li$	39.25	7.3	5.6	3/2	-1
7) $^{8}_{4}Be$	56.50	17.3	7.1	0	+1
8) $^{9}_{4}Be$	58.16	1.7	6.5	3/2	-1
9) $^{10}_{5}B$	64.75	6.6	6.5	3	+1
10) $^{11}_{5}B$	76.21	11.5	6.9	3/2	-1
11) $^{12}_{6}C$	92.16	16.0	7.7	0	+1
12) $^{13}_{6}C$	97.11	5.0	7.5	½	-1
13) $^{14}_{7}N$	104.66	7.6	7.5	1	+1
14) $^{15}_{7}N$	115.49	10.8	7.7	½	-1
15) $^{16}_{8}O$	127.62	12.1	8.0	0	+1
16) $^{17}_{8}O$	131.76	4.1	7.8	5/2	+1

BAĞLANMA ENERJİSİ *

- ${}_{2}^{5}He$ atomunda görüldüğü gibi son nükleonun bağlanma enerjisi negatiftir. Bu doğada pek rastlanan bir durum olmadığından ${}_{2}^{5}He$ izotopuna pek rastlanmaz.
- Nükleer reaksiyonlarda yaratıldığında ${}_{2}^{5}He \rightarrow {}_{2}^{4}He + {}^{1}_{0}n$ reaksiyonuyla hemen bozunur.
- ${}_{4}^{8}Be$ çekirdeği de kararsız bir atom olup

$$ {}_{4}^{8}Be \rightarrow {}_{2}^{4}He + {}_{2}^{4}He $$

- reaksiyonuyla bozunur.

BAĞLANMA ENERJİSİ *

- ${}^{8}_{4}Be$ atomumun bağlanma enerjisi ${}^{4}_{2}He$ atomumun iki katına eşit olduğundan doğa ${}^{8}_{4}Be$ yerine ${}^{4}_{2}He$ yapısını tercih etmektedir. Çünkü ${}^{4}_{2}He$ atomunun bağlanma enerjisi ${}^{8}_{4}Be$ atomundan daha büyüktür. ${}^{4}_{2}He$ çekirdeğine α parçacığı denir.
- 3,7,11 ve 15. sıralarındaki atomların son nükleonlarının bağlanma enerjileri diğerlerine göre çok büyüktür.
- Bunun nedeni bu atomlarda son nükleonun ilavesi ile proton ve nötron sayıları birbirine eşit olmakta ve tüm nükleonlar *p-n* bağlı durumu oluşturmaktadır.
- Bu oluşum daha fazla enerji gerektirir. Bu nedenle bu atomlar daha kararlıdır.
- *p-n* durumuna çiftlenme denir ve doğa bu olayı tercih etmektedir.

ÇEKİRDEKTEN BİR NÖTRON VEYA BİR PROTON KOPARMAK

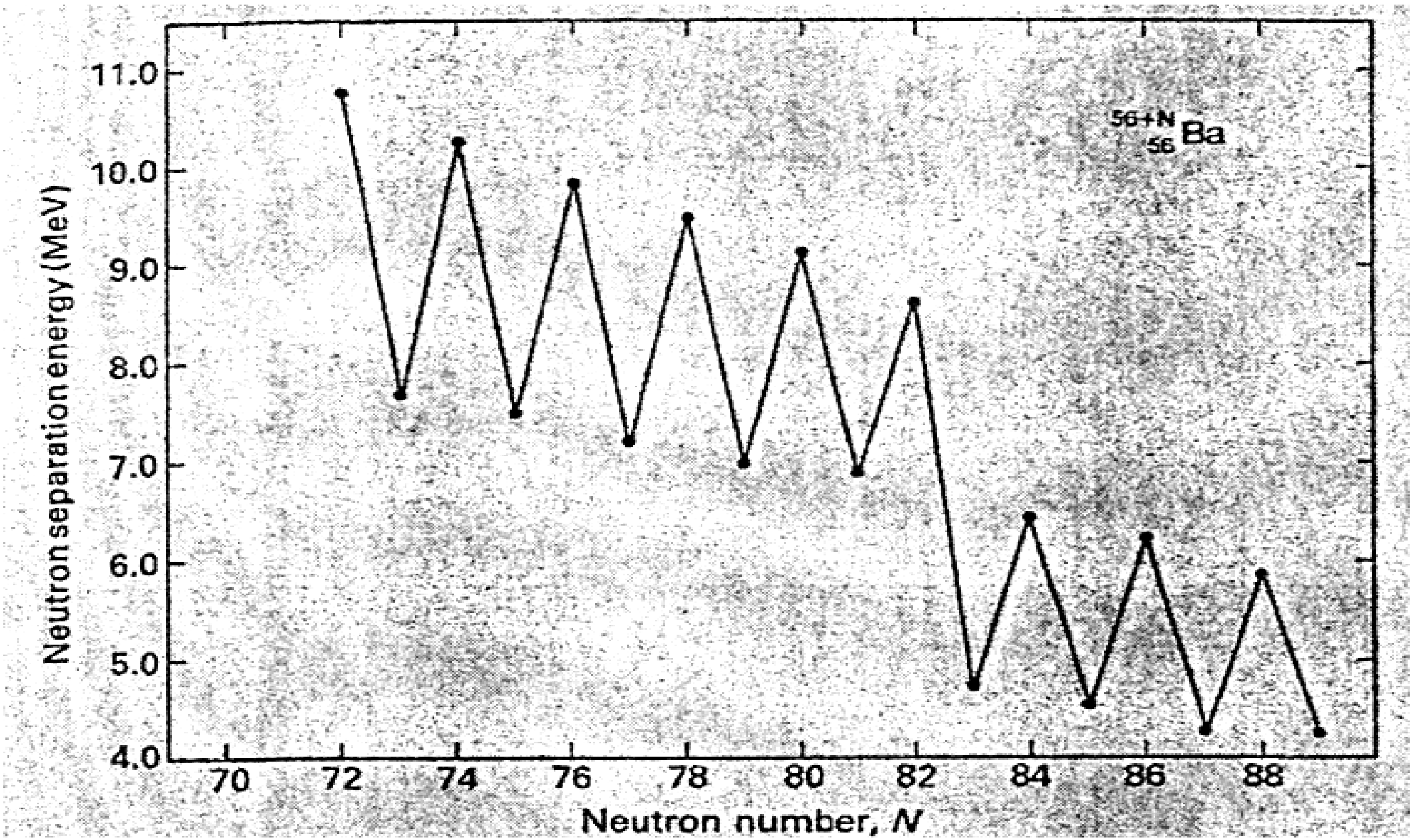
- Nötron ve protonun ayrılma enerjisini sırasıyla S_n ve S_p ile gösterelim:
- S_n: bir nötronu çekirdekten ayırmak için gereken enerji.
- $\boldsymbol{S}_n(Z,N)=[m(Z,N-1)+m_n-m(Z,N)]c^2=E_B(Z,N)-E_B(Z,N-1)$

$$S_n = E_B({}^{A}_{Z}X_N) - E_B({}^{A-1}_{Z}X_{N-1}) = [m({}^{A-1}_{Z}X_{N-1}) - m({}^{A}_{Z}X_N) + m_n]c^2$$

- S_p : bir protonu çekirdekten ayırmak için gerekli enerjisi.

$$S_p = E_B({}^{A}_{Z}X_N) - E_B({}^{A-1}_{Z-1}X_N) = [m({}^{A-1}_{Z-1}X_N) - m({}^{A}_{Z}X_N) + m({}^{1}H)]c^2$$

ÇEKİRDEKTEN NÖTRON KOPARMAK



NÜKLEER KARARLILIK *

- Bir çekirdek her hangi bir yolla er geç bozunuyorsa bu çekirdek kararsızdır.
- Bozunumun gerçekleşmesi için birçok yol vardır. Bunlardan bazıları şunlardır:

- **1) α-bozunumu :** Bu durumda kararsız çekirdek bir α-parçacığı(${}^{4}_{2}He$) yayımlar. Bu durumda çekirdek (A–4,Z–2) çekirdeğine dönüşür.
- **2) β^{-} bozunumu :** Bir nötronun bir protona dönüşmesidir. Bu durumda bir elektron ve bir elektron antinötrinosu yayımlanır. Bu durumda çekirdek (A,Z+1) çekirdeğine dönüşür.

NÜKLEER KARARLILIK *

- **3) Nükleon yayınlama :** çekirdeğin bir nötron veya bir proton yayınladığı durumdur. Bu durumda çekirdek nötron yayımlarsa (A-1,Z) veya proton yayımlarsa (A-1,Z-1) çekirdeğine dönüşür.
- **4) fizyon :** çekirdeğin yaklaşık olarak iki eşit çekirdeğe dönüşmesidir. Bu durumda birkaç nötron da yayınlanır.
- Bu reaksiyonlardan birinin gerçekleşebilmesi için bozunan çekirdeğin kütlesinin, bozunum ürünlerinin kütlesinden büyük olmalıdır. Aradaki fark da kinetik enerji olarak yayımlanır.
- Örneğin α-bozunumunun gerçekleşebilmesi için
- $M(A,Z) > M(A\text{-}4,Z\text{-}2) + M(4,2)$
- Tersi olarak bir çekirdeğin kararlı olması için kütlesi ürünlerinin toplam kütlesinden daha küçük olmalıdır.
- $M(A,Z) < \Sigma M_i$ burada M_i ürünlerin kütlesidir.

NÜKLEER KARARLILIK *

A	Z	N	Kararlı Çekirdek sayısı
Çift	Çift	Çift	201
Tek	Tek	Çift	61
Tek	Çift	Tek	69
Çift	Tek	tek	4

- Bir çe… irdiği süre binle… 23s gibi çok kısa s…
- Sıklık… receli olarak yaşar… lı çekirdekler denir…
- Kararlı bir çekirdek ise sonsuz ömürlüdür.
- Kararlılığın nükleon sayılarıyla da ilgisi vardır. Örneğin nötron sayılarının, kütle ve atom numaralarının tek ve çift olmasına göre çekirdek sayıları tablodaki gibidir.

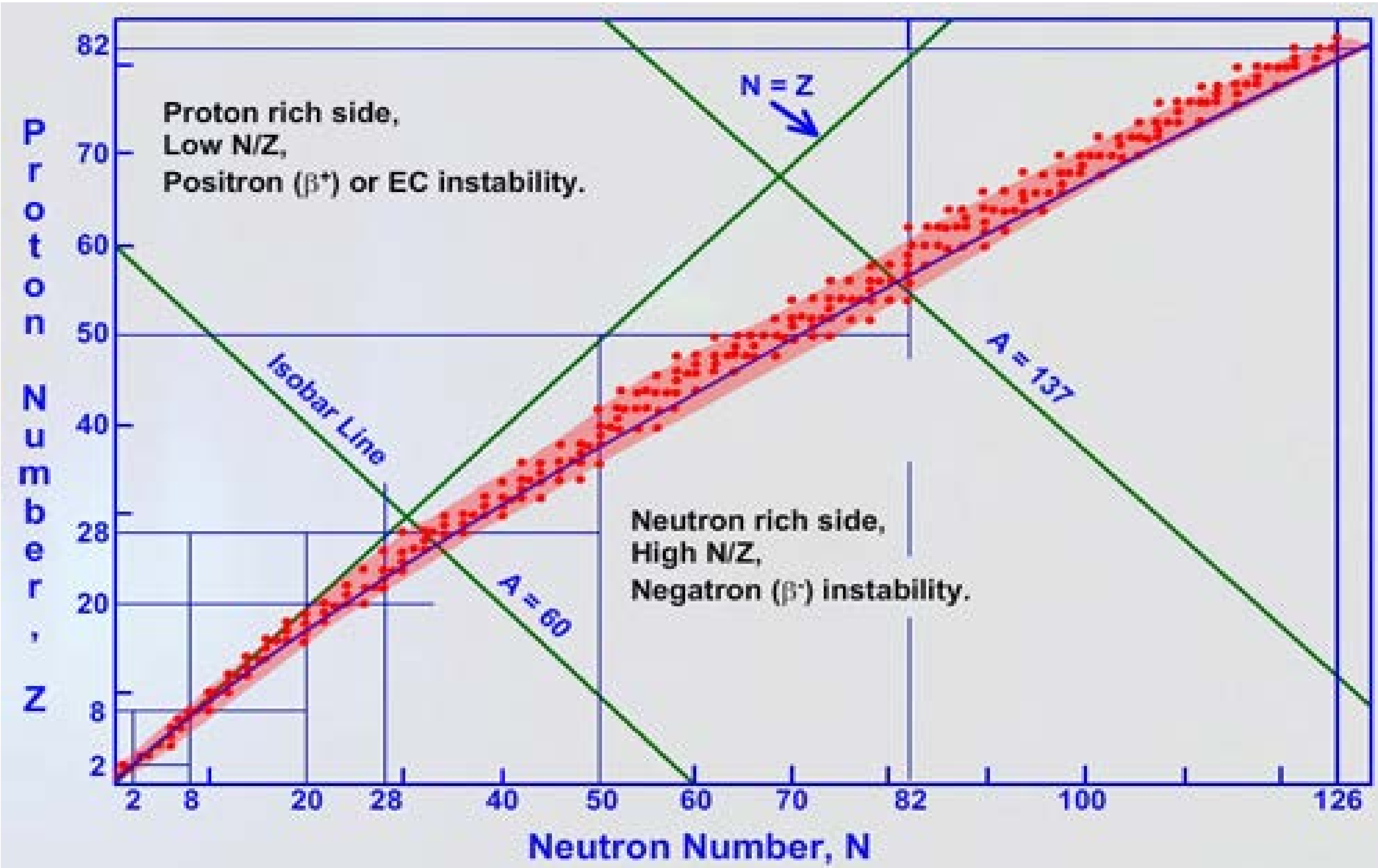
NÜKLEER KARARLILIK

- Tablodan görüldüğü gibi kararlılık proton ve nötron sayılarının çift olması ile yakından ilgilidir.
- Nükleer kuvvet bütün nötron ve protonlar çiftlendiği zaman daha etkin olmaktadır.
- Çift(*p*)-tek(*n*) ve tek(*p*)-çift(*n*) çekirdeklerin sayısındaki benzerlik proton ve nötronların nükleer kuvvet dikkate alındığında benzer davrandığını göstermektedir.
- Ayrıca tek-tek çekirdeklerin kıtlığı dikkat çekicidir ve sadece hafif çekirdeklerle ${}^{6}_{3}Li$ ve ${}^{10}_{5}B$ ile sınırlıdır.

NÜKLEER KARARLILIK *

- Nükleer karalılığı incelemenin bir yolu da atom numarasının nötron sayısına karşı grafiğini çizdirmektir(Segre grafiği).
- Şekilden görüleceği gibi kararlılık vadisi(kararlı çekirdeklerin oluşturduğu vadi) $N=Z$ doğrultusundan nötron sayısını artıracak şekilde sapmaktadır.
- Bu durumun nedeni artan proton sayısından dolayı artan Coulomb itmesini bastırmak için nötron sayısını arttırmak gereğidir. Çünkü Coulomb kuvveti nükleer kuvvetin aleyhine çalışmaktadır.

NÜKLEER KARARLILIK



ÇEKİRDEĞİN SIVI DAMLASI MODELİ

- Bu model temel olarak çekirdeğin bazı açılardan sıvı damlası gibi davranmasına dayanır.
- Örneğin moleküller arasındaki kuvvet kısa erimlidir, dolayısıyla damlanın belirli bir kütlesini buharlaştırmak için gerekli enerji sıvının büyüklüğünden bağımsızdır. Tıpkı bir nükleonun bağlanma enerjisinin *A*'dan bağımsız olması gibi.
- Çekirdeği bir arada tutan kuvvet kısa-erimli ve çekicidir. Ayrıca çok çok kısa mesafelerde de çekirdeğin çökmesini engellemek için iticidir.
- Çekirdeğin küresel simetrik olduğunu varsayar.
- Nükleer yoğunluğun sabit olmasına dayanır.
- Bağlanma enerjisine değişik fiziksel özelliklerin katkısı vardır. Bu katkılar aşağıdaki gibidir:
- 1-) Hacim bağlanma enerjisi : çekirdek içinde her bir nükleon sadece birkaç komşu nükleonun çekimini hisseder. Potansiyelin çekici yapısından dolayı bu terim kütleye **negatif** katkıda bulunur.
- $M_V = -a_v A$: Nükleonlar çekirdeğe bağlanınca ortaya çıkan enerji. Buna ***hacim enerjisi*** de denir. (Hacim $\propto R^3 \propto A$)

ÇEKİRDEĞİN SIVI DAMLASI MODELİ

- Yüzey terimi : Yüzeydeki nükleonlar daha az nükleonla çevrildiği için bunlar üzerine etki eden çekim kuvveti daha azdır. Bu etkiyi hesaba katmak için **pozitif** bir terim eklenmelidir :
- M_s=+$a_s A^{2/3}$: ***Yüzey enerjisi***. Yüzeydeki nükleonların bağlama enerjisi daha küçüktür. ($\propto R^2 \propto A^{2/3}$)
- Coulomb Enerjisi: Çekirdek R yarıçaplı küre içerisine hapsolmuş *Ze* kadar toplam yük içerir. Klasik elektromanyetik teoriye göre düzgün dağılmış böyle bir yük dağılımı $(3/5)(Ze)^2/(4\pi\varepsilon_0 R)$ ile verilen **pozitif** bir potansiyel enerjiye yol açar.
- $M_c= a_c Z^2 A^{-1/3}$: Protonlar arasındaki ***Coulomb enerjisi***. R yarıçapına ve küresel yük dağılımına sahip olan çekirdek (q^2/R) ve $q^2=e^2Z^2$ ve $R=r_0A^{1/3}$ dir ve a_c sabit. Sonuçta bu kısımda *A* ve *Z* ye bağlı.

ÇEKİRDEĞİN SIVI DAMLASI MODELİ

- Asimetri enerjisi: Kararlı çekirdeklerde genellikle $N \approx Z$ (dolayısıyla $A \approx 2Z$). Ağır çekirdeklerin $N>Z$ yapma isteği artan proton sayısıyla artan Coulomb kuvvetini bastırmak istemesinden dolayıdır. Fakat A'nın $2Z$'den sapmasından ($N \neq Z$) kaynaklanan asimetri bağlanma enerjisine **pozitif** katkı yapar, yani bağlanma enerjisini azaltır. Bu durumu düzelmenin yolu

$$M_{As} = a_A \frac{(Z - A/2)^2}{A} = a_A \frac{(N - Z)^2}{A}$$

- şeklinde bir düzeltme terimi eklemektir.
- Çift-Tek Etkisi: Daha önce en kararlı çekirdeklerin çift Z ve çift N içeren çekirdekler ve en az kararlı olanların da tek Z ve tek N olan çekirdekler olduğu vurgulanmıştı. Bu durumu da dikkate almak için bir terim eklemek gerekir. Bu düzeltme de şöyle yapılabilir :
- $-\delta$ çift çift çekirdekler için
- M_δ = 0 çift tek ve tek çift çekirdekler için
- δ tek tek çekirdekler için
- Burada $\delta = a_p A^{-1/2}$ ile verilir.

ÇEKİRDEĞİN SIVI DAMLASI MODELİ

ç=çift t=tek

$$a_p = \begin{cases} +\,12\ MeV\ (ç\text{-}ç) \\ 0\ MeV\ \ (t\text{-}ç\ veya\ ç\text{-}t) \\ -\,12\ MeV\ (t\text{-}t) \end{cases}$$

a_v=15.56 MeV

a_c=0.697 MeV

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(N-Z)^2}{A} + a_p \frac{1}{\sqrt{A}}$$

a_s=17.23 MeV

a_a=23.285 MeV

$$a_v = 15.56\, MeV$$

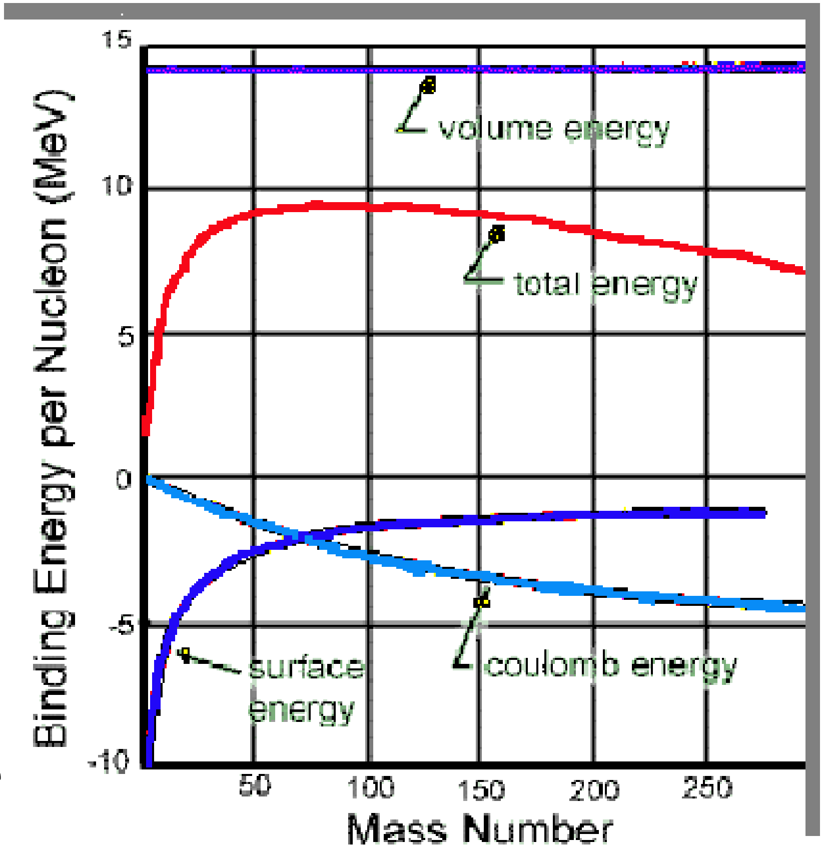
$$a_s = 17.23\, MeV$$

$$a_c = 0.7\, MeV$$

$$a_a = 23.285\, MeV$$

ÇEKİRDEĞİN SIVI DAMLASI MODELİ

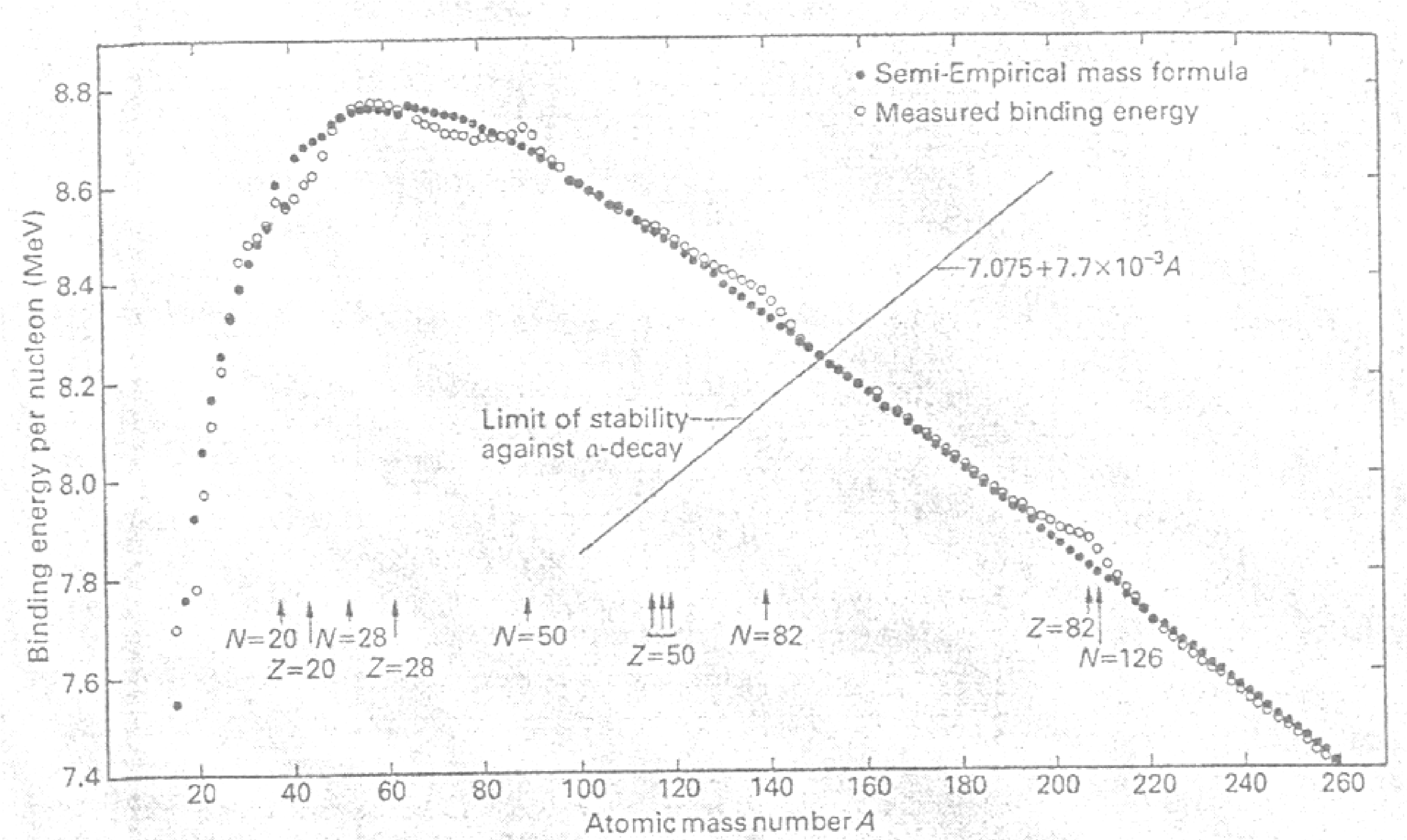
- Atomun bağlanma enerjisi
- $B= [Zm_p+(A-Z)m_n +Zm_e-M(Z,N)]c^2$
- İle veriliyordu. Bunu yarı ampirik kütle formülü ile karşılaştırırsak ve de asimetri terimi ile tek-çift terimlerini ihmal edersek
- $B \approx a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2 A^{-1/3}$ olur.
- Buradan birim nükleon başına bağlanma enerjisini hesaplarsak
- $B/A \approx a_v - a_s A^{-1/3} - a_c Z^2 A^{-4/3}$ buluruz.
- Her bir terimin katkısı sağdaki grafikte gösterilmiştir.
- Görüldüğü gibi *B/A* oranını iyi bir şekilde üretebilmektedir.



ÇEKİRDEĞİN SIVI DAMLASI MODELİ *

- Bu model çekirdeğin kütlesini, bağlanma enerjisini ve bütün çekirdek spektrumunun kararlılığını açıklamakta oldukça başarılıdır.
- Özellikle A>20 olan çekirdeklerin bağlanma enerjilerini iyi bir hassasiyetle öngörür.
- Fakat başarısız olduğu noktalar da vardır.
- Örneğin A<20 olan çekirdeklerin bağlanma enerjilerindeki sıçramaları açıklamakta başarısızdır.
- A>20 olan çekirdeklerin bazıları da bu modelin öngörüsünden sapmalar gösterir. Bu sapmaları açıklamakta da pek başarılı sayılmaz(bir sonraki sayfadaki şekil).
- Çekirdeklerin spin, parite ve manyetik momentlerini açıklamakta da yetersiz kalır.
- Bu yetersizleri anlamak için kuantum mekanik teorisi gereklidir. Bu nedenle kabuk modeli geliştirilmiştir. Bu modeli ileride değineceğiz.

ÇEKİRDEĞİN SIVI DAMLASI MODELİ



BETA BOZUNUMU *

- Beta bozunumu kararsız bir çekirdeğin bir elektron veya pozitron yayımlayarak bozunmasıdır.
- Yayımlanan elektron veya pozitronlarla birlikte lepton korunumumundan dolayı bunların antinötrino ve nötrinoları da yayımlanır.
- Beta bozunumununun β^-, β^+ ve elektron yakalama olarak 3 farklı çeşidi vardır.

β^- bozunumu

- Bu bozunum bir nötronun bir protona dönüşmesidir:

$$n -> p + e^- + \overline{v}_e$$

- Şimdi de β^- bozunumununun gerçekleşmesi için gerekli şarta bakalım:

$$^A_Z X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}X + e^- + \overline{v}_e$$

- $m_ç(A,Z) > m_ç(A,Z+1)+m_e$
- Bu reaksiyonu atomik kütleler cinsinden yazmak için her iki tarafa Zm_e ekleyelim:
- $m_ç(A,Z) + Zm_e > m_ç(A,Z+1)+m_e +Zm_e$
- $m_a(A,Z) > m_a(A,Z+1)$
- Görüldüğü gibi bozunan atomun kütlesinin ürün atomun kütlesinden büyük olması β^- bozunumu olması için yeterlidir.

β^+ bozunumu

- Bu bozunum bir protonun bir nötrona dönüşmesidir:

$$p -> n + e^+ + \nu_e$$

- β^+ bozunumunun gerçekleşmesi için gerekli şart ise:

$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}X + e^+ + \nu_e$$

- $m_ç(A,Z) > m_ç(A,Z-1)+m_e$
- Bu reaksiyonu atomik kütleler cinsinden yazmak için her iki tarafa Zm_e ekleyelim:
- $m_ç(A,Z) + Zm_e > m_ç(A,Z-1)+m_e+Zm_e$
- $m_a(A,Z) > m_a(A,Z-1)+2\,m_e$
- Görüldüğü gibi bozunan atomun kütlesinin ürün atomun kütlesi ve 2 tane elektron kütlesinden büyük olması β^+ bozunumu olması için yeterlidir.

Elektron Yakalama

- Atom içerisinde bu süreçle ($\beta^{\pm}$) yarışan bir başka süreç daha vardır. Bu da elektron yakalamadır. ($p+e^{-} \rightarrow n+\nu_e$)

$$^{77}_{35}Br + e^{-} \rightarrow ^{77}_{34}Se + \nu_e + 2{,}38MeV$$

- Bu reaksiyonun gerçekleşmesi için gerekli şart da şöyledir:
- $m_ç(A,Z) + m_e > m_ç(A,Z-1)$
- Her iki tarafa $(Z-1)m_e$ eklersek:
- $m_ç(A,Z) + Zm_e > m_ç(A,Z-1) + (Z-1)\,m_e$
- $m_a(A,Z) > m_a(A,Z-1)$
- Örneğin $^{7}_{4}Be + e^{-} \rightarrow ^{7}_{3}Li + \nu_e + 0{,}86MeV$ gerçekleşebilirken
- $^{7}_{4}Be \rightarrow ^{7}_{3}Li + e^{+} + \nu_e$ reaksiyonu enerji açısından mümkün değildir.

BETA KARARLI VADİ

- Önce kütle numarası tek (tek A) olan çekirdeklere bakalım.
- Şimdi sıvı damlası modelinin β kararlılığını hakkındaki öngörülerine bakalım.
- Bir çekirdeğin kütlesi atomun toplam kütlesinden bağlanma enerjisi çıkarılarak ifade edilebilir:

$$M(Z,A) = Z \bullet M(^{1}H) + (A-Z)M(n) - B_{tot}(Z,A)/c^{2}$$

- Yarı ampirik kütle formülünün öngördüğü bağlanma enerjisi ifadesindeki
- $$B(Z,A) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A}$$
- asimetri terimini düzenlersek

$$a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} = a_a \frac{A^2 - 4AZ + 4Z^2}{A} = a_a \left(A - 4Z + \frac{4Z^2}{A} \right)$$

- Bunu da kütle formülünde yerine yazarsak ve Z'nin kuvvetlerine göre düzenlersek

$$Mc^2 = \underbrace{A\left[M(n)c^2 - a_v + \frac{a_s}{A^{1/3}} + a_a \right]}\; \underbrace{+ Z\left[M(^{1}H)c^2 - M(n)c^2 - 4a_a \right]}\; \underbrace{+ Z^2 \left(\frac{a_c}{A^{1/3}} + \frac{4a_a}{A} \right)}$$

- ***M* =** ***a*** ***bZ*** ***cZ***^{2}
- ifadesini buluruz. Görüldüğü gibi bu bir parabol denklemidir.

BETA KARARLI VADİ

- Bulduğumuz denklemi kullanarak *M*'yi minimum yapan Z değerini hesaplayalım. $M=a+bZ+cZ^2$ denkleminin türevini alıp sıfıra eşitleyelim.

$$\left(\frac{\partial M}{\partial Z}\right)_A = b + 2cZ_A = 0$$

M denkleminden *b* ve *c*'ye karşılık gelen parametreleri yerine yazarsak:

$$Z_A = \frac{-b}{2c} = \frac{4a_a + \left[M(n) - M(^1H)\right]c^2}{2\left(\frac{a_c}{A^{1/3}} + \frac{4a_a}{A}\right)} = \frac{A}{2}\frac{4a_a + \left[M(n) - M(^1H)\right]c^2}{4a_a + a_c A^{2/3}}$$

- buluruz. Buradaki hidrojenin ve protonun kütlesi ve de a_c = 0.697 MeV ve a_a = 23,285 MeV ve de $[M(n)-M(^1H)]c^2$=0.78MeV sabitlerini yerine yazar düzenlersek aşağıdaki ifadeyi buluruz.

$$Z_A \approx \frac{A}{2}\frac{94}{93 + 0.7A^{2/3}}$$

BETA KARARLI VADİ *

- Yukarıda bulduğumuz bağıntıyı verilen bir *A* değeri için en kararlı *Z*'yi hesaplamak için kullanalım.
- Örneğin *A*=77 için formülümüz 34,248 verir. Bu durumda en kararlı *Z*=34 olur. Bu nedenle kütle numarası 77 olup atom numarası 34'ten farklı olan çekirdekler Beta bozunumuyla atom numaralarını 34 yapmaya çalışacaklardır.
- Örneğin ${}^{77}_{32}Ge$ çekirdeği aşağıdaki bir dizi reaksiyonlarla atom numarasını 34 yapacaktır.

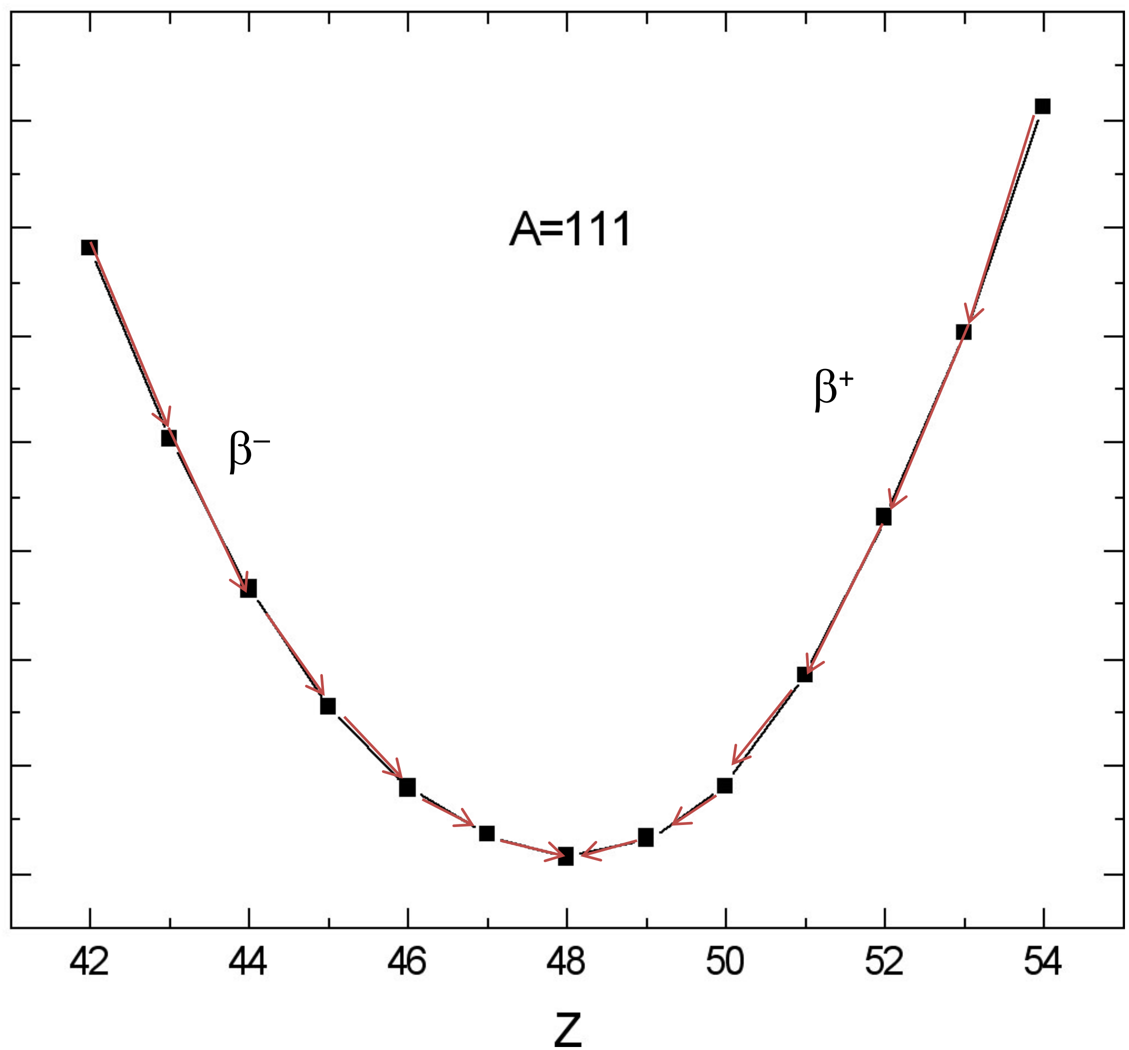
$${}^{77}_{32}Ge \rightarrow {}^{77}_{33}As + e^- + \overline{\nu}_e + 2{,}75 MeV \qquad {}^{77}_{33}As \rightarrow {}^{77}_{34}Se + e^- + \overline{\nu}_e + 0{,}68 MeV$$

BETA KARARLI VADİ *

- *Z* > 34 olan çekirdeklerde β kararsızdırlar. Bunlar da kararlı duruma geçebilmek için pozitron salarak *Z*'lerini düşürürler.

$$ {}^{77}_{36}Kr \rightarrow {}^{77}_{35}Br + e^{+} + v_{e} + 2{,}89 MeV \qquad {}^{77}_{35}Br \rightarrow {}^{77}_{34}Se + e^{+} + v_{e} + 1{,}36 MeV $$

BETA KARARLI VADİ



BETA KARARLI VADİ *

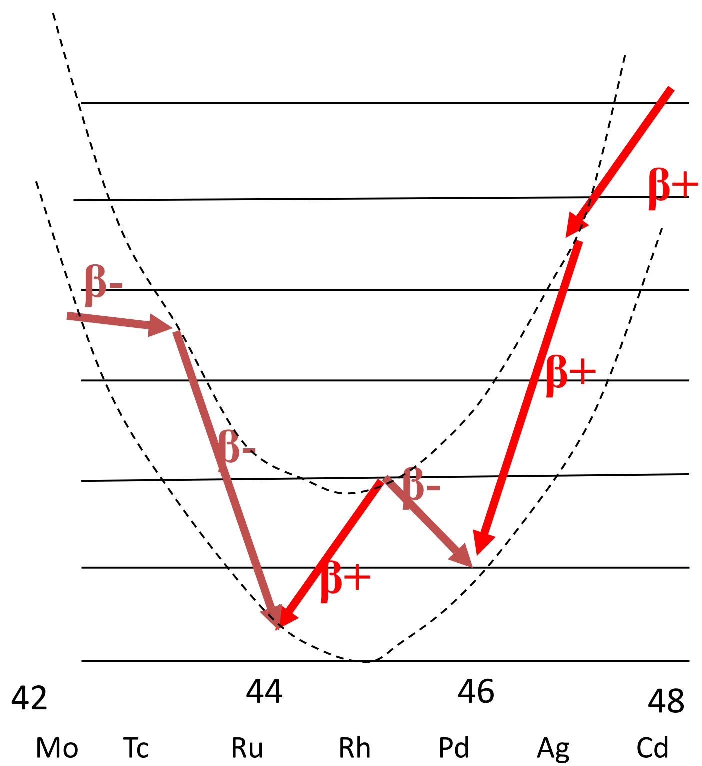
- Simdi de çift A'lı çekirdeklere bakalım.
- *A* çift olduğunda durum biraz daha farklıdır. *A*'nın çift olması iki şekilde gerçekleşebilir:
  - Hem *N* hem de *Z* çift olursa
  - Hem *N* hem de *Z* tek olursa

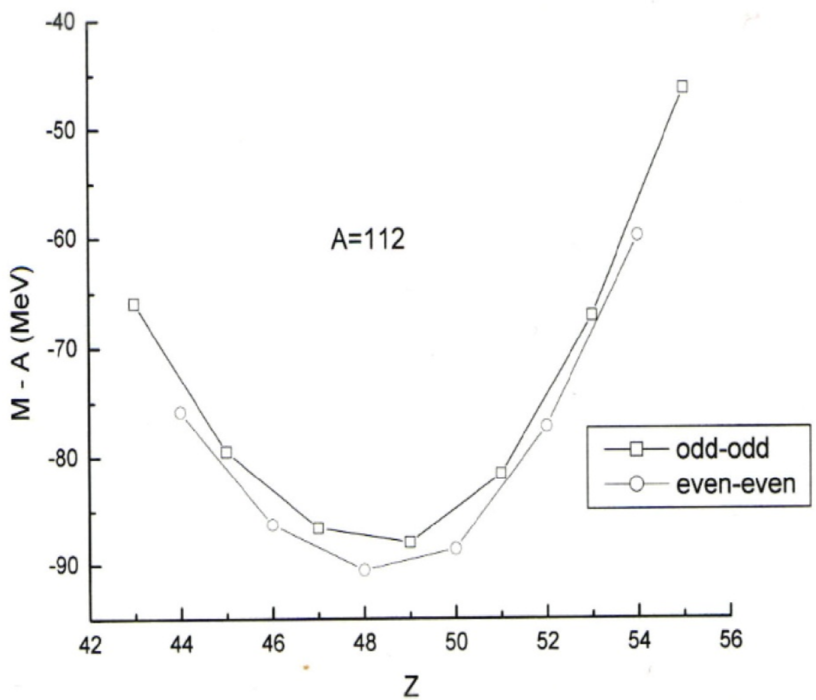
- Bu iki durum arasındaki enerji farkı yarı ampirik kütle formülündeki son terimden $a_p \dfrac{1}{\sqrt{A}}$ dolayı 24 MeV'dir. Dolayısıyla *Z*'nin bağlanma enerjisine karşı grafiği çizildiğinde iki tane parabol söz konusudur. Biri tek-tek ve biri de çift-çift çekirdekler için.

BETA KARARLI VADİ

Çift A : A=102

2δ=24MeV ile ayrılan iki parabol,
çift-çift ve tek-tek çekirdekler





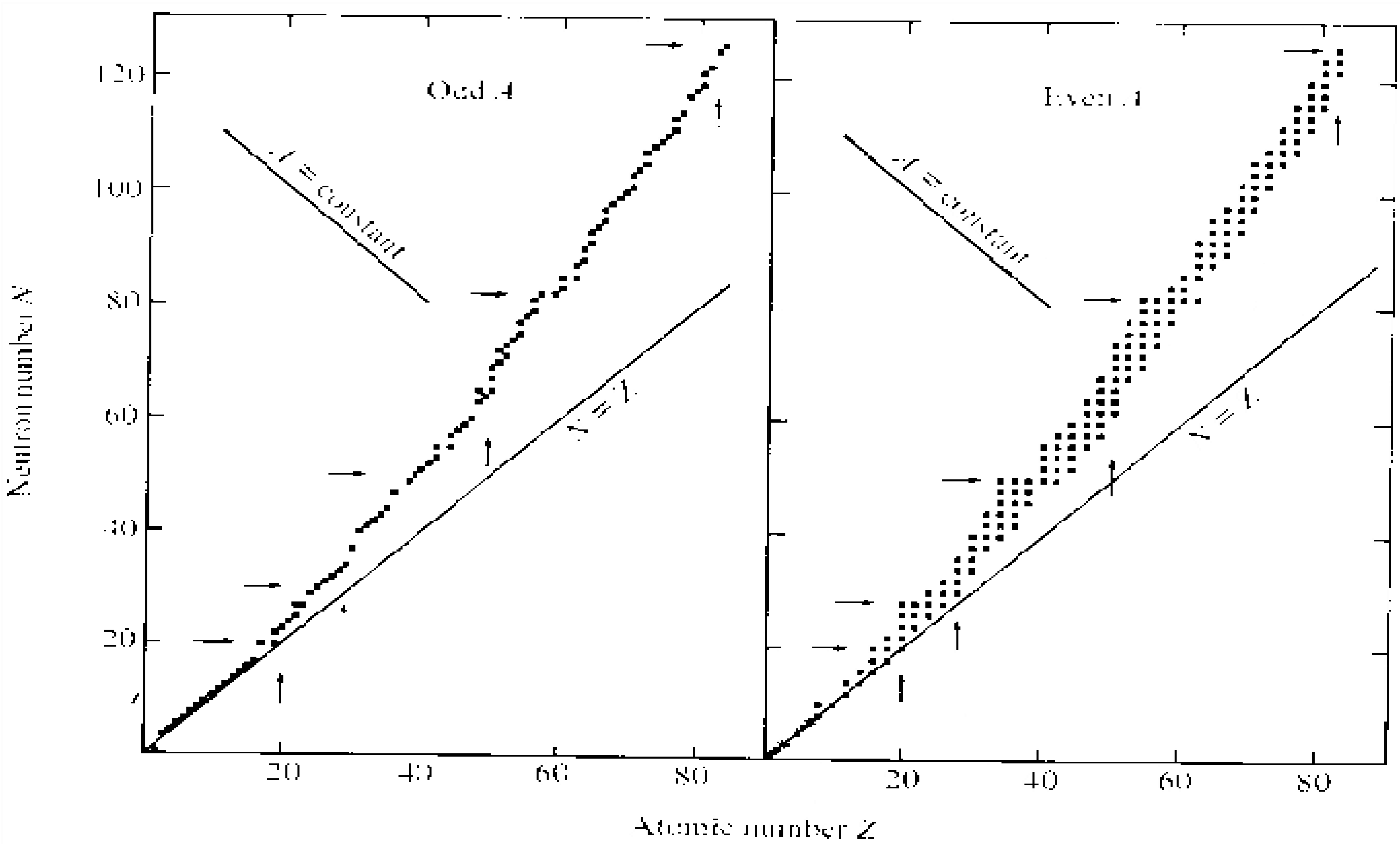
BETA KARARLI VADİ
TEK A ve ÇİFT A'NIN KARŞILAŞTIRILMASI

- Tek *A* lar için β-bozunumu:
  - Tekli parabolik minimum
  - Her bir tek A için sadece bir β-kararlı çekirdek var.
  - Hemen hemen sadece tekli β-bozunumu gerçekleşir.
  - Çift β-bozunumu 2. derecede zayıf süreçtir ve çok nadirdir.

- Çift *A*:
- İki parabol
- Biri çift-çift biri de tek-tek için
- En düşük Z'li tek-tek çekirdek sıklıkla iki bozunum moduna sahiptir.
- Çift β-bozunumu oldukça zayıf olduğu için birçok çift-çift çekirdek iki kararlı izotopa sahiptir.
- Doğada neredeyse hiç kararlı tek-tek çekirdek yoktur çünkü bunların nedeyse hepsi β-bozunumuyla çift-çift çekirdeklere bozunur.

BETA KARARLI VADİ

- Grafikten görülebileceği gibi 2 veya daha çok çift *A*, bir veya hiç tek *A*



KABUK MODELİ *

- Çekirdeği kuantum mekaniksel bir sistem kabul edip çözüm yapan modele kabuk modeli diyoruz.
- Daha önceki derslerde *B*/*A*'nın *A*'ya karşı grafiğinde bazı sapmalar görmüştük. Bu sapmaların nedeni kuantum mekaniksel etkilerdir. Bu etkileri kabuk modeli göz önüne alır.
- Pauli dışarlama ilkesine dayanır. Atomik kabuk modeline benzer.
- Temel veya uyarılmış durumdaki çekirdek sonlu büyüklükte(~10^{-15}m) bir kuantum mekaniksel sistemdir.
- Nükleonların çekirdek içerisindeki hızı $v_n \approx 0.1c$ değerindedir. Bu nedenle çekirdek relativistik olmayan bir sistemdir.Bu nedenle klasik kuantum mekaniği kullanılabilir.

KABUK MODELİ *

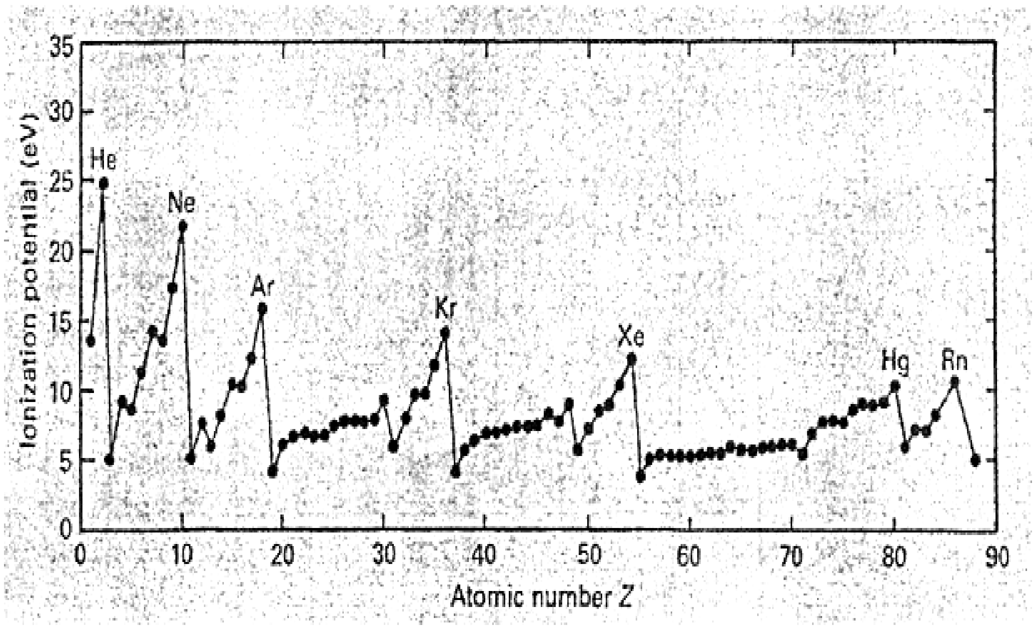
- Nükleonların çekirdek içerisindeki hareketlerinden dolayı spin ve yörüngesel açısal momentumları vardır. Bunların vektörel toplamı çekirdeğin açısal momentumunu oluşturur (***J***).
- ***J=***0, ½, 1, 3/2, 2, … vs gibi değerler alabilir.
- $J \neq 0$ olursa çekirdeğin manyetik dipol momenti(μ) de olacaktır.

KABUK MODELİ *

- Nükleer spektroskopiyle çekirdeklerin μ ve J'lerini belirlemek mümkün.
- Bulunan sonuçların çoğu kabuk modeli ile uyumludur.
- Kabuk modeline göre her nötron diğer nükleonların etkilerini içeren bir potansiyel kuyusu içerisinde hareket eder.
- Bu durum proton için de geçerlidir. Fakat Coulomb etkileşmesinden dolayı protona etki eden potansiyel nötrondan farklıdır.
- Bu potansiyel diğer nükleonların nükleer potansiyellerinin bir ortalamasıdır. Protonlar içinse yine diğer nükleoanların nükleer potansiyellerinin ortalaması ile diğer protonların Coulomb potansiyellerin ortalamasının farkına eşittir.

SİHİRLİ SAYILAR

İyonizasyon Potansiyei (eV)



Atom Numarası, Z

Bazı atom numaralarına gelindiğinde iyonizasyon potansiyeli birden artmaktadır.
Bu numaralar kabuk modeline göre elektron kabuklarının dolmasından kaynaklanmaktadır.
Acaba nükleer fizikte de bu duruma karşılık gelen benzer bir durum söz konusu mudur?

Atom Fiziğinde Sihirli Sayılar

2	10	18	36	54	80	126

Helyum(He), Neon(Ne), Argon(Ar), Kripton(Kr), Ksenon(Xe), Civa(Hg) ve Radon(Rn)

SİHİRLİ SAYILAR *

- Nükleer fizikte de bazı proton veya nötron sayılarına sahip çekirdekler diğer çekirdeklere göre daha kararlıdır.
- Atom fiziğindeki sihirli sayılarla tamamen aynı olmamakla birlikte nükleer fizikte de sihirli sayılar vardır.
  - 2, 8, 20, 28, 50,82 ve 126
- Bu durum hem nötron hem de protonlara uygulanabilir. Bir çekirdeğin hem protonu hem de nötronu sihirli sayı olursa çekirdek çok daha kararlı olur.

$$ {}_{2}^{4}He_{2},\ {}_{8}^{16}O_{8},\ {}_{20}^{40}Ca_{20},\ {}_{20}^{48}Ca_{28},\ {}_{82}^{208}Pb_{126} $$

- Eğer nötron veya proton sayısından biri sabit tutulur ve diğeri değiştirilirse, değiştirilen sayı sihirli sayılardan birine eşit olduğunda bağlanma enerjisi artmaktadır.
- Birim nükleon başına bağlanma enerjisi grafiğinde bazı sıçramalar vardı. Örneğin ${}_{2}^{4}He$, ${}_{8}^{16}O$ gibi. Bunlar çift sihirli sayılara sahip çekirdeklerdir.

SİHİRLİ SAYILARIN VARLIĞI KONUSUNDA KANITLAR *

- Sihirli sayılar civarında nükleer bağlanma enerjisi grafiğinde eğriden sapmalar görülür.
- Nötron ve proton koparma enerjilerinde sihirli sayılar için pik görülür.
- Nötron veya proton sayısı sihirli sayıya eşit olduğunda bu elementlerin izotop veya izoton sayısında artış görülür.
- Atom numaraları sihirli sayı olan elementlerin doğal bulunma bollukları yakınlarındaki diğer elementlerden daha büyüktür.
- Nötron sayısı sihirli sayı olan elementlerin nötron yakalama olasılıkları sihirli olmayanlara göre daha küçüktür.
- Hem nötron hem proton sayıları sihirli olan çift-çift çekirdeklerin ilk uyarılmış düzeyi oldukça yüksektir.

KABUK MODELİ *

- Kabuk modelinin temel varsayımı tek bir nükleonun diğer bütün nükleonlardan kaynaklanan ortalama potansiyel altında hareket etmesi ve bu potansiyelin düzgün olarak değişmesidir (sıçramalar olmayacak).
- Her bir nükleon bağlı durumda olduğu için bu potansiyel kuyu şeklinde olmalıdır.
- İkinci varsayım ise her bir nükleonun, potansiyel kuyusundaki tek bir parçacığa ait olan bir yörüngede hareket etmesidir.
- Potansiyel kuyusunun şekli verilirse, bu yörüngeler hesaplanabilir ve belirlenebilir (bunlar atomlardaki elektronların yörüngelerine benzerlik gösterirler).
- Amacımız sihirli sayıları açıklayabilecek şekilde bir model kurmaktır.

KABUK MODELİ *

- 10 MeV'lik enerjiye sahip bir nükleonun ortalama serbest yolu 2fm'dir.
- Bu durumda bir nükleon bir diğerine çarpmadan nasıl belirli bir yörüngede hareket edebilir. Bu neredeyse imkansız gibidir.
- Kurtarıcımız Pauli bağdaşmazlık ilkesidir.
- Nükleonların çarpışması demek birinin enerji kaybedip diğerinin kazanması demektir.
- Enerji kaybeden nükleonun daha düşük enerji seviyesine düşmesi gerekir.
- Tüm düşük enerjili yörüngeler işgal edildiğinden yörünge yıkmaya yönelik çarpışmalara izin verilmez.

KABUK MODELİ *

- Kabuk modelini kurmak için izlenecek yol şöyledir:

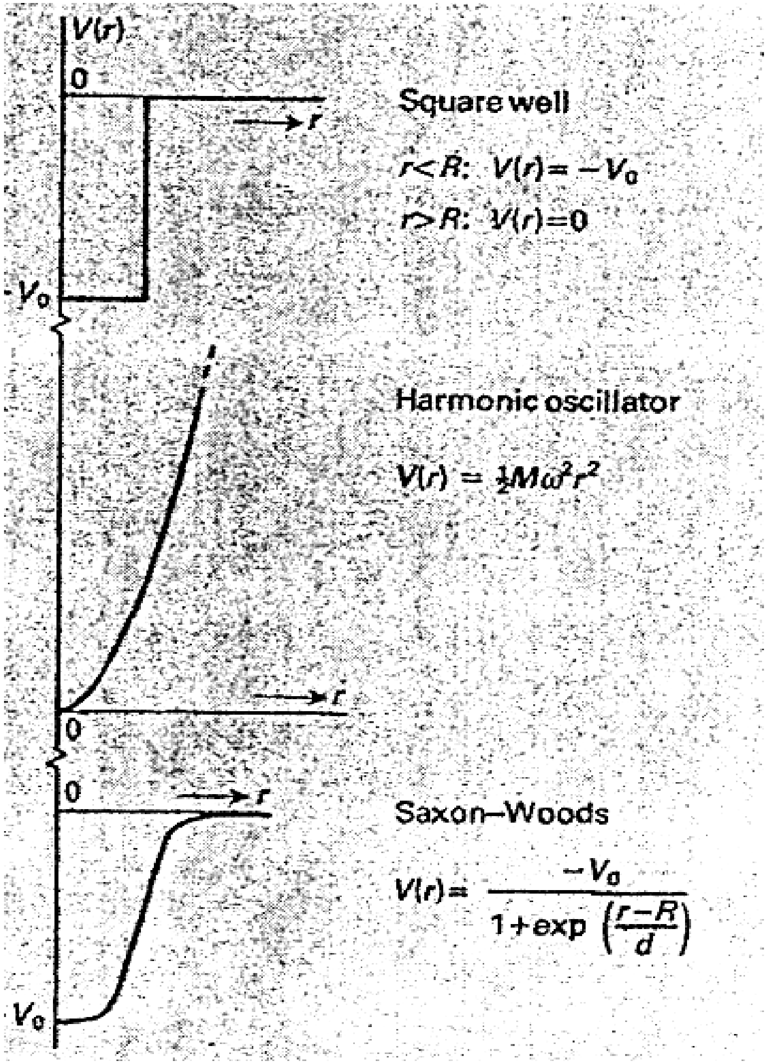
1-) Basit bir potansiyel (kuyu potansiyel gibi) alınır.

2-) Bu potansiyel ile Schrödinger denkleminin çözümleri bulunur ve incelenir.

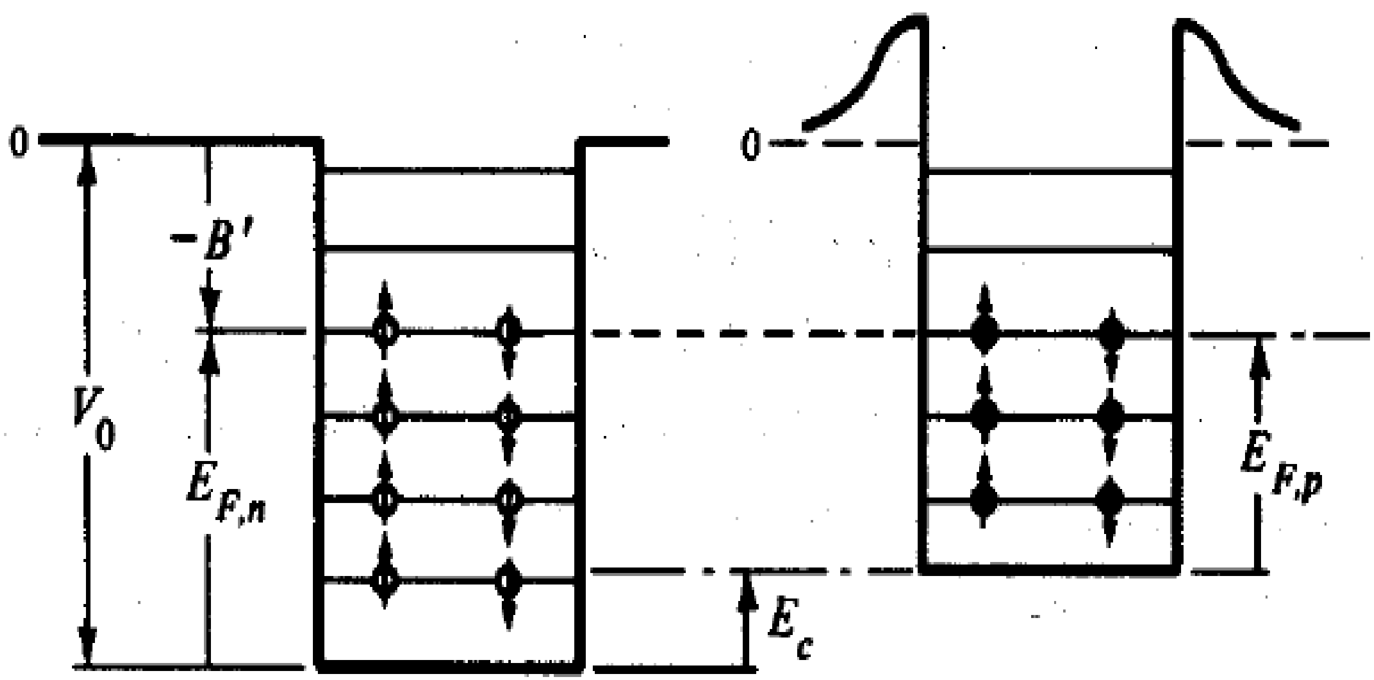
3-) Enerji düzeyleri Pauli dışarlama ilkesine göre doldurulur.

4-) Çözümlerin sihirli sayıları başarılı bir şekilde verip vermediğine bakılır. Sonuç başarılı değilse potansiyelde değişiklik yapılır ve ikinci adıma geri dönülür.

KABUK MODELİ

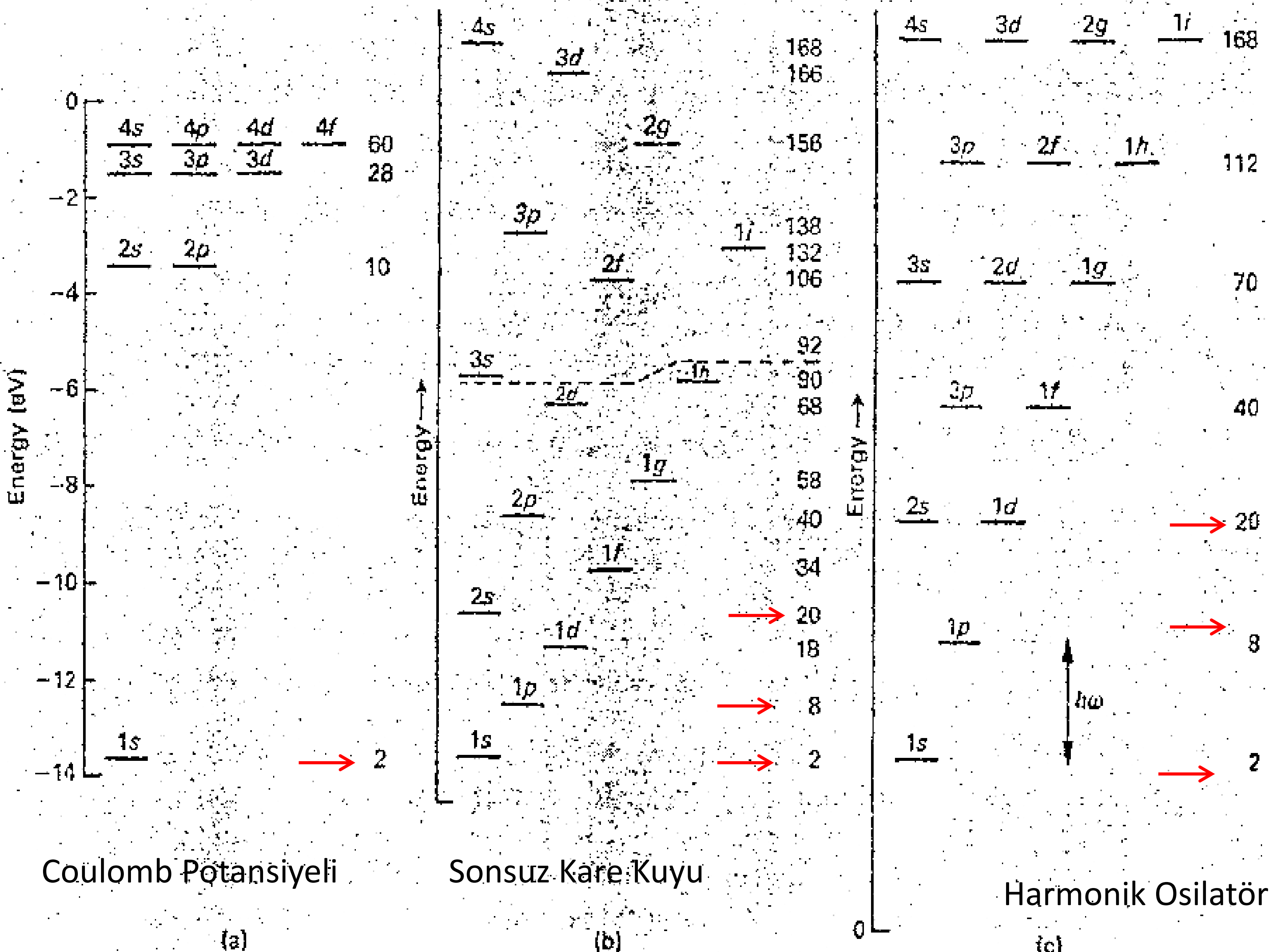


- Kullanılabilecek potansiyellerden bir kaçı şekildeki gibidir.
- Bunlardan kare kuyu ve harmonik osilatör potansiyelleri için Schrödinger denkleminin kesin çözümleri vardır.
- Fakat bu çözümler çekirdek için uygun çözümler vermezler.
- Bu çözümler yine de nükleer enerji düzeylerini anlamak için yararlıdır.
- Bir diğeri ise Saxon-Woods potansiyelidir. Formüldeki *R* yarıçap, *d* yüzey kalınlığı parametresidir.
- Bu potansiyel nükleer yük dağılımına uyacak şekilde düzenlenmiştir. Bulunan çözümler de çekirdek için fiziksel çözümlerdir.
- Şekilde verilen potansiyeller nötron içindir.
- Proton için Coulomb etkileşmesinden de katkı gelir. Bu katkı proton enerji düzeylerini nötronlara göre bir miktar arttırır.


0
$-B'$
V_0
$E_{F,n}$
E_c
0
$E_{F,p}$

KABUK MODELİ *

- Coulomb, sonsuz kare kuyu ve harmonik osilatör için bulunan çözümler şekilde gösterilmiştir.
- Sihirli sayıların atomik fizikte olduğu gibi kabukların dolmasına karşılık geldiği düşünülmektedir. Bu nedenle kabuğun dolmasına karşılık gelen sayıların sihirli sayılar olması gerekir.
- Sonsuz kare kuyu ve harmonik osilatör sadece ilk sihirli sayıları üretebilmiştir. Diğer sihirli sayıları doğru olarak üretemediğinden nükleer potansiyel için uygun çözümler değildir.
- Coulomb potansiyeli ise zaten atomik fizik için olup nükleer fizik için uygun değildir.



2, 8, 20, 28, 50,82 ve 126

KABUK MODELİ *

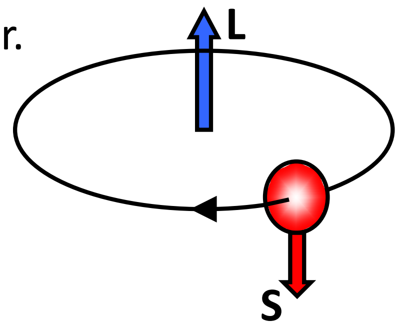
- Kare kuyu potansiyeli uygun şekilde değiştirilerek (nükleer yoğunluk eğrisine göre) elde edilen Saxon-Woods potansiyeli daha uygun çözümler verir ama yine 20’den büyük sihirli sayıları üretmekte başarısızdır.
- Çözüm 1949 yılında Mayer ve Jensen’in önerdiği spin-yörüngesel açısal momentum (S,L) çiftlenmesinin dikkate alınmasıyla bulunur ve bu sayede sihirli sayılar açıklanır (1963 Nobel ödülü , Mayer Curie’den sonra nobel ödülü alan ikinci kadın bilimci).
- Atomda da (S, L) çiftlenmesi vardır. ΔE aralığı küçük ve elektromanyetik alan etkisi var. Çekirdekte bu özeliğin (S,L) bulunması çekirdek fizikçileri için sürpriz olmuştur.

Spin-yörünge çiftlenmesi

Atomda bulunan elektronlar için vardır.

Herbir elektron spininden dolayı bir dipol momente sahiptir.
(elektronu dönen yüklü bir küre gibi düşünün)

→ Bir yörüngede hareket eden yüklü bir parçacık bir manyetik alan üretir.



→Elektronun spin dipol momentinin kendisinin yörüngesel manyetik alanıyla etkileşmesi spin-yörünge çiftlenmesi yaratır.

→ Bu etkileşme enerji düzeylerini **L.S** ile orantılı olarak değiştirir.

Fakat : protonların yüklerinden kaynaklanan bu etki nükleer enerji düzeylerini değiştirmeye yetmeyecek kadar küçüktür. Dolayısıyla nükleer kaynaklı (EM kaynaklı olmayan) bir spin-yörünge etkileşmesine ihtiyacımız var.

Fark : birbirine çok yakın olarak yerleşen nükleonlar diğerleriyle, birbirleriyle etkileştiklerinden çok daha kuvvetli şekilde etkileşirler.

→ Dolayısıyla bütün diğer nükleonların spin ve yörüngelerinin toplam etkisi vardır.

→ Bu yüzden diğer bütün nükleonlarla spin-yörünge etkileşmesi nedeniyle, bir nükleon tarafından hissedilen nükleer potansiyel değiştirilmelidir.

Spin-yörünge çiftlenmesi

Nükleonların dağılımı homojen olmadığı için spin-yörünge terimi radyal uzaklığın bir fonksiyonu olmalıdır:

$$\boxed{V(r) \rightarrow V(r) + W(r)\mathbf{L}.\mathbf{S}}$$

Tek bir nükleon için yörüngesel ve spin açısal momentum operatörleri

-spin-yörünge etkileşmesi L//S ise maksimumdur.

-Enerji seviyelerini yarmaya yarar.

Woods-Saxon potansiyeli

Radyal koordinatın keyfi bir fonksiyonu.şekli çok önemli değildir.

Spin-yörünge çiftlenmesi

$$\boxed{V(r) \rightarrow V(r) + W(r)\mathbf{L}.\mathbf{S}}$$

– m_l ve m_s iyi kuantum sayıları değildir.
çiftlenmeden dolayı $\mathbf{L}$ ve $\mathbf{S}$ ayrı ayrı işleme konamaz.
– Bu nedenle de toplam açısal momentumu j kullanmalıyız.

Toplam açısal momentum: $\boxed{\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}}$

Kuantum sayıları: $j = (l + s)......(l - s)$
$= l + ½$ ve l - ½

(hem proton hem de nötronlar s= ½ spinli olduğu için)

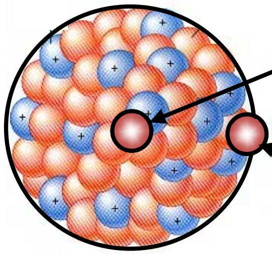
Eğer $l = 0$ ise sadece $j = +½$ olacak şekilde tek bir durum vardır.

→ Kuantum durumları şu şekilde etiketlenir : $2f_{7/2}$: n=2, l = 3 ve j=7/2
$3d_{5/2}$: n=3, l = 2 ve j=5/2

→ Max durum sayısı : $\boxed{2j+1 \text{ nükleon}}$ (L-S etkileşmesinin olmadığı durumlarda 2(2l+1))

Nasıl bir W(r) seçmeliyiz?

$$V(r) \rightarrow V(r) + W(r)\mathbf{L.S}$$



Ortalar da bulunan tek bir nükleona etki eden toplam manyetik etkiler birbirini götürür. (eşit mesafede zıt yöndeki diğer nükleonlardan dolayı)

Yüzeydeki nükleonlar için bu birbirini götürme durumu gerçekleşmez : Yüzeydeki nükleonlar sadece içerdekileri görür, dışarıda zaten kimse yoktur.

→Maksimum etkileşme nükleon yoğunluğunun en hızlı değiştiği yerlerde görülür. Yani uçlarda. Burada birbirinin etkisini götürecek simetrik yerleşen nükleonlar yoktur.

→W(r)'in tam formunu hesaplamak imkansızdır.
Pratikte, W(r) deneylerden belirlenir.

L.S terimi?

$$J^2 = L^2 + S^2 + 2\mathbf{L.S}$$

$$\mathbf{L.S} = \tfrac{1}{2}(J^2 - L^2 - S^2)$$

$$|\mathbf{J}|^2 = \hbar^2 j(j+1)$$

Benzer şekilde

$$\mathbf{L.S} = \frac{\hbar^2}{2}[\,j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)\,]$$

$s = ½$ ve :
$j = l + ½$ veya l - ½
Değerlerini yerine yazarsak

$$\mathbf{L.S} = \begin{cases} \frac{1}{2} l\hbar^2 & j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2}(l+1)\hbar^2 & j = l - \frac{1}{2} \end{cases}$$

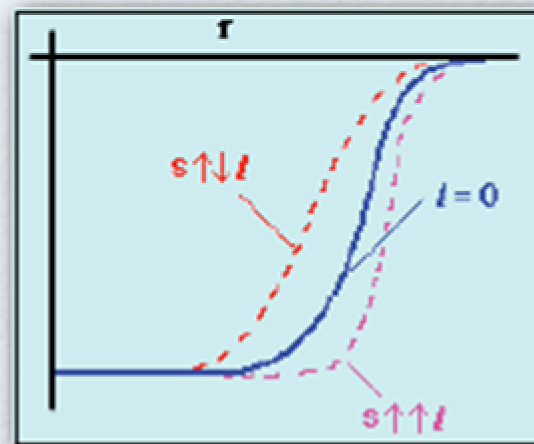
($l \neq 0$ için)

Potansiyelin şekli

$$\boxed{V(r) \rightarrow V(r) + W(r)\mathbf{L.S}}$$

Eğer $l \neq 0$ her bir j için iki potansiyel vardır:

$$\boxed{V(r) + \tfrac{1}{2} l \hbar^2 W(r)} \qquad \boxed{V(r) - \tfrac{1}{2}(l+1)\hbar^2 W(r)}$$



Değiştirilen Potansiyelin Şekli

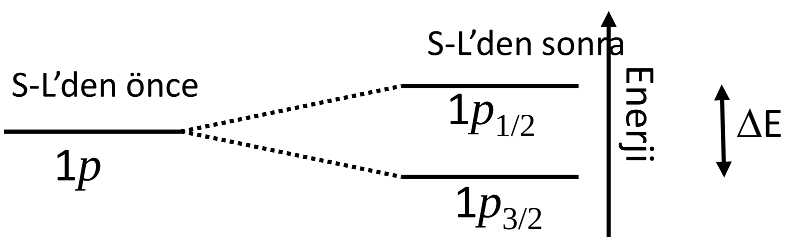
W(r) sadece yüzey civarındaki nükleonları etkiler:

→ $l \neq 0$ için, farklı enerjili iki çözüm vardır

$l \neq 0$ için, enerjideki yarılmalar şu şekilde bulunur :

$$\boxed{\Delta E_{l,s} = (l + \tfrac{1}{2})\hbar^2 \langle W(r) \rangle}$$

W(r)'ın ortalama değeri



→Deneylere göre, < W(r)> negatif olmalıdır (yani $j = l + ½$ daha düşük enerji düzeyine karşılık gelir)

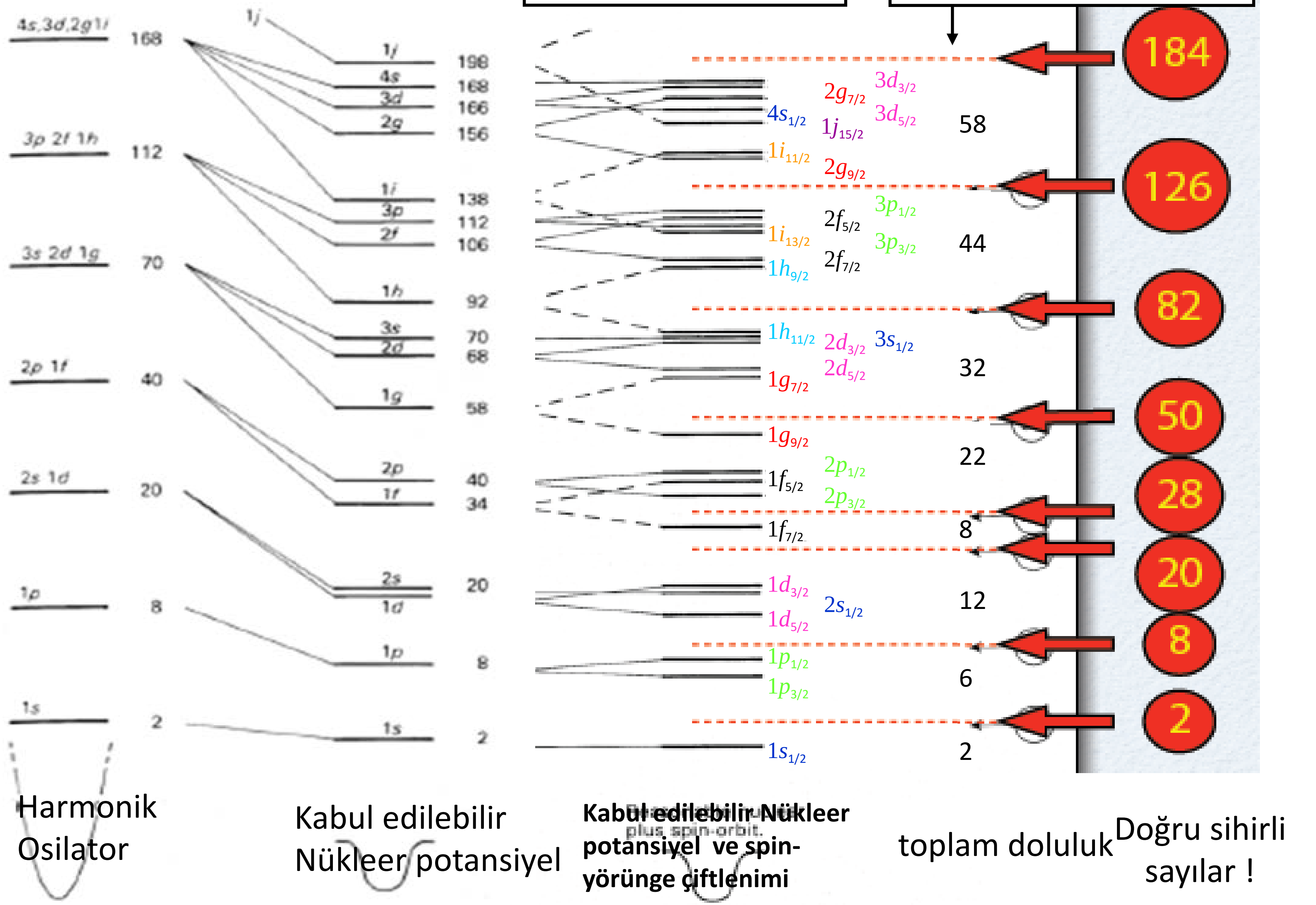
→ $l \neq 0$, için daha önce dejenere olan "l düzeyleri" yarılırlar.

→ l büyüdükçe yarılma da büyüyor: L-S çiftleniminden dolayı enerji düzeylerinde önemli kaymalar görülür.

Kabuk modelinde enerji düzeyleri:

Her düzeyin Max doluluk durumu $2(2l+1)$ ile verilir

Artık her düzeyin Max doluluk durumu $(2j+1)$ ile verilir.

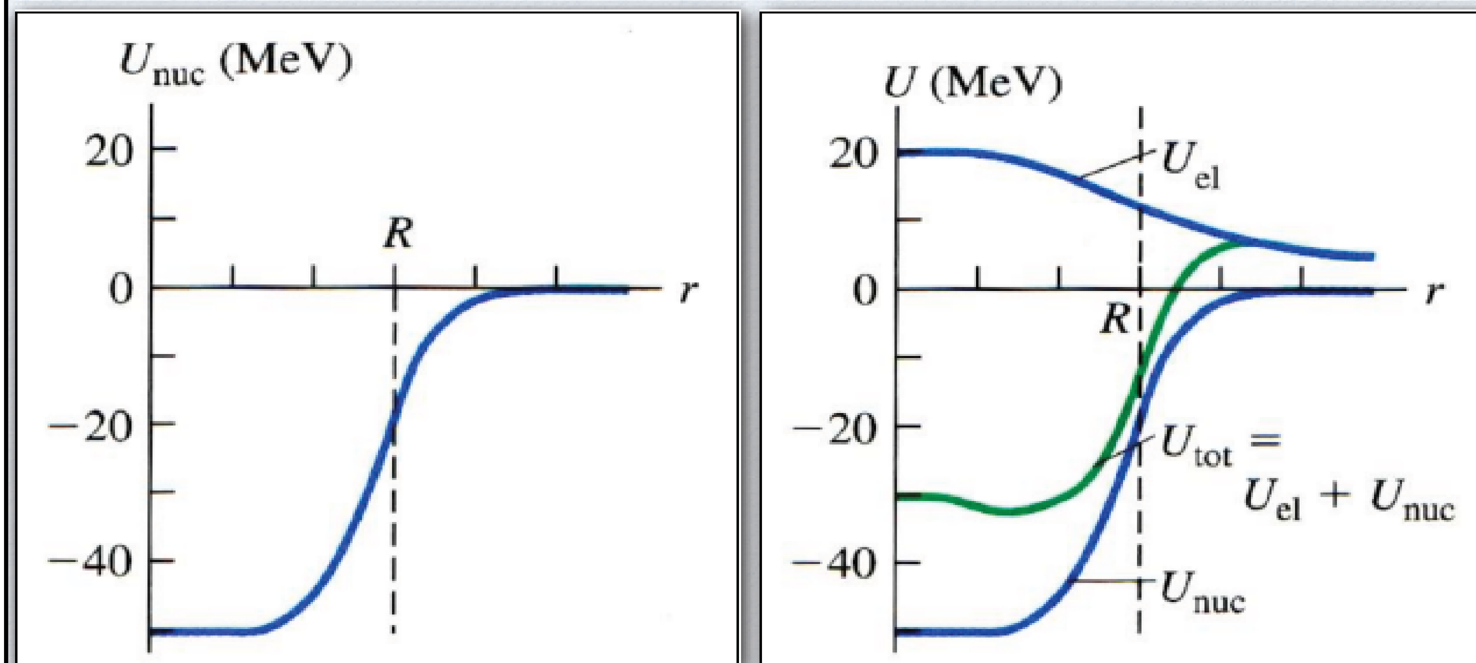


Kabuk sıralamasına yakından bakış:

- Yüksek enerji düzeylerinin hassas sıralaması, nükleonlar arasındaki artık etkileşmelerden dolayı bazen nükleon sayısına (A) bağlı olabilir.
- Fakat bu değişiklikler sihirli sayıları etkilemeyecek kadar küçüktür.

En düşük enerji düzeyi neden N=Z durumu içermez? (Eğer Pauli dışarlama ilkesine göre doldurursak)

→İki bağımsız kabuk seti vardır. Bir protonlar diğeri de nötronlar için.
→Coulomb etkileşmesinden dolayı farklı bir potansiyel görürler.



Strong force potential alone: as seen by neutrons Strong + Coulomb potential: as seen by protons

Kabuk Modelinin Tahmin Gücü:

1) Nükleer Spin: Nükleer Spin bütün nükleonların açısal momentumlarının ($\mathbf{J}$) toplamına eşittir.

→**Çift** sayıda nükleon içeren düzeyler için nükleonlar toplam **açısal momentum sıfır** olacak şekilde yerleşir.

$\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow = 0$

→ **Tek** sayıda nükleon içeren düzeyler için nükleonlar toplam **açısal momentum tek nükleonun açısal momentumu J'ye eşittir.**

$\uparrow\downarrow\uparrow = \uparrow = \mathbf{J}$

2) Parite: Durgun parçacığın dalga fonksiyonu tek veya çift paritelidir :

$$\boxed{\psi(\mathbf{r}) = +\psi(-\mathbf{r})\ (\text{çift}) \quad \text{or} \quad \psi(\mathbf{r}) = -\psi(-\mathbf{r})\ (\text{tek})}$$

Parite operatörü r → (–r) dönüştürür Yani paritenin özdeğerleri +1 veya –1 dir.

→ Nükleer durumlar için, tek nükleonun paritesi $(-1)^l$ dir.

→ Toplam parite tek nükleon durumlarının paritelerinin çarpımına eşittir.

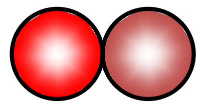
Dolayısıyla çift N ve çift Z'li çekirdekler için: parite **herzaman** +1 olur.
tek A için : parite **çiftlenmemiş tek nükleonun** paritesine eşittir.

Spin ve parite neden önemlidir? → Bu iki nicelik **reaksiyonlarda korunur**
(Fakat zayıf etkileşmeler pariteyi korumaz)

Tek çekirdiklerde proton ve nötronların spinlerinin yönelimi

Tek-tek çekirdekler : j_{proton} ve $j_{nötron}$ spinleri sıfır olacak şekilde birleşmez
→ Bu nedenle parite normalde **belirsizdir.** Örnek döteryumdur.

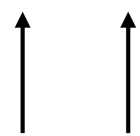
En basit kompozit çekirdek → döteryum:



p n

Çekirdek = 1^+

Spin:



- Gerçekte en düşük enerji durumu spinlerin paralel olduğu durumdur.
- Bu durum ancak kuvvetli etkileşme teorisiyle açıklanabilir

Neden p-p veya n-n durumları yoktur?

→ Fermiyonlar aynı durumu işgal edemezler (toplam dalga fonksiyonu antisimetrik olmalıdır.)

- p-p veya n-n çifti için 1^+ durumları olamaz.
- gerçekten de hiç gözlenmemiştir.

Tipik sınav sorusu:

$^{15}_{8}\mathrm{O}$ çekirdeğinin spin ve paritesini hesaplayınız.

Bilmemiz gerekenler:

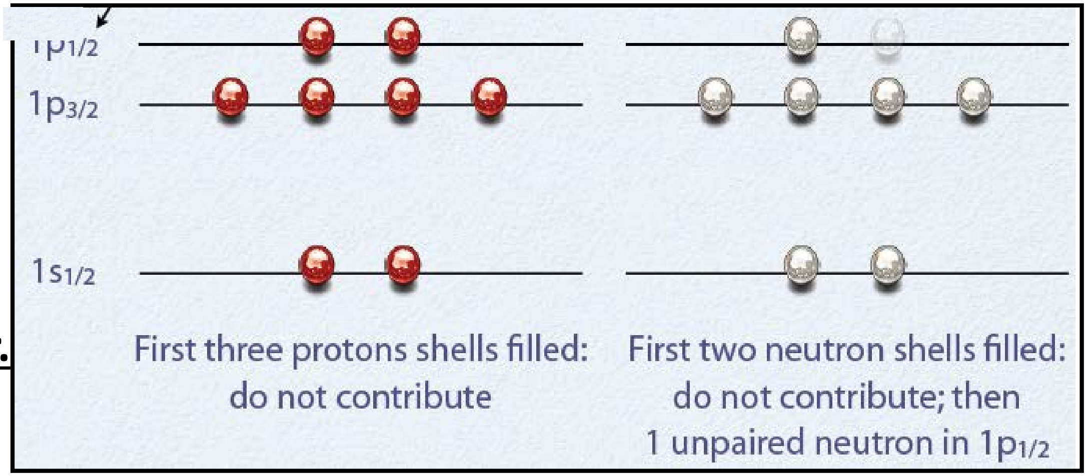
Kabuk sıralaması: $1s_{1/2}$ $1p_{3/2}$ $1p_{1/2}$ $1d_{5/2}$ $2s_{1/2}$ $1d_{3/2}$ $1f_{7/2}$ $2p_{3/2}$

Enerji

Herbir düzeyi işgal edebilecek nükleon sayısı = $2j$+1

Doluluk durumları: 2 4 2 6 2 4 8 4

$^{15}_{8}\mathrm{O}$ 'de 7 N ve 8 P var:



→ Spini çiftlenmemiş nükleon(N) belirler, dolayısıyla çekirdeğin **spini ½'dir.**

Parite için yörüngeyi de bilmeliyiz. QN: $s \leftrightarrow l=0$ $p \leftrightarrow 1$ $d \leftrightarrow 2$ $f \leftrightarrow 3$.........

→ Parite de çiftlenmemiş N tarafından belirlenir, dolayısıyla çekirdeğin **paritesi = $(-1)^{l}$ = -1 dir.**

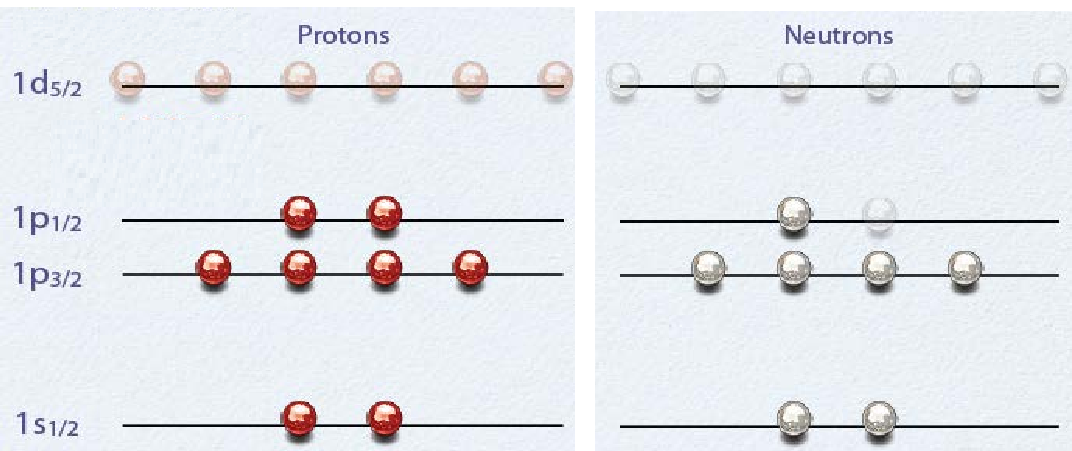
Spin ½ ve tek parite öngörüsü deney tarafından onaylanmıştır. Spin ve parite şöyle yazılır $\frac{1}{2}^{-}$

Kabuk Modelinin enerji düzeylerinin bağlanma enerjisini temsil eder

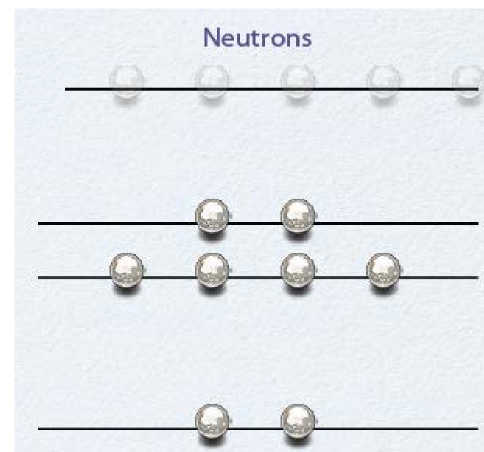
→ Çekirdeğin toplam bağlanma enerjisi (sıvı damlası modelinden bulunduğu gibi) farklı enerji düzeylerinde bulunan nükleonlardan kaynaklanmaktadır. Dolayısıyla toplam bağlanma enerjisini bulmak için tüm enerji seviyeleri üzerinden toplam almak gerekir.

Örnek : ${}^{15}_{8}\mathrm{O}$ ve ${}^{16}_{8}\mathrm{O}$ 'in toplam bağlanma enerjileri 111.96 MeV ve 127.62 MeV olarak verildiğinde $1p_{1/2}$ enerjisi seviyesindeki nötronun bağlanma enerjisi nedir?

${}^{15}_{8}\mathrm{O}$ Yapısını daha önce incelemiştik :



${}^{16}_{8}\mathrm{O}$ İçin tek fark 1N fazlalığıdır:



Dolayısıyla toplam bağlanma enerjisindeki fark $1p_{1/2}$ düzeyine bir nötron eklenmesinden dolayıdır:

Bu durumda $1p_{1/2}$ düzeyindeki nötronun bağlanma enerjisi 127.62 - 111.96 = **15.66 MeV**

Table 4: Spherical-Shell-Model Orbitals

shell closure number	
2	$1s_{1/2}$
8	$1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$
20	$1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$
28	$1f_{7/2}$
50	$2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$
82	$1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$
126	$2f_{7/2}$, $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$, $3p_{3/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{1/2}$
184 (?)	$2g_{9/2}$, $1i_{11/2}$, $1j_{15/2}$, $3d_{5/2}$, $2g_{7/2}$, $4s_{1/2}$, $3d_{3/2}$

$s \leftrightarrow l=0 \quad p \leftrightarrow 1 \quad d \leftrightarrow 2 \quad f \leftrightarrow 3 \quad g \leftrightarrow 4$

kabuk modelinin terimleri ve ölçülen açısal momentum durumları

çekirdek	Z	N	kabuk modeli terimleri	gözlenen J^{π}
O^{17}	8		$(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2$	
		9	$(1s_{1/2})(1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2\ (1d_{5/2})^1$	
Al^{27}	13		$(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2\ (1d_{5/2})^5$	
		14	$(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2\ (1d_{5/2})^6$	
K^{39}	19		$(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2\ (1d_{5/2})^6\ (2s_{1/2})^2\ (1d_{3/2})^3$	
		20	$(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2\ (1d_{5/2})^6\ (2s_{1/2})^2\ (1d_{3/2})^4$	
Zn^{67}	30		(28 proton) $(2p_{3/2})^2$	
		37	(28 neutron) $(2p_{3/2})^4\ (1f_{5/2})^5$	
Mo^{95}	42		(28 proton) $(2p_{3/2})^4\ (1f_{5/2})^6\ (2p_{1/2})^2\ (1g_{9/2})^2$	
		53	(50 neutron) $(2d_{5/2})^3$	

Tek tek çekirdeklerin spinlerini hesaplayamıyoruz.
Çift-çift çekirdeklerin spin paritesi ise 0^+'dır.

ÇEKİRDEĞİN UYARILMIŞ DURUMLARI *

- Tek A'lı çekirdek için kullandığımız bağıntıları çıkarırken çekirdeğin temel enerji durumunda olduğunu varsaydık.
- Çekirdek yeterli enerji ile uyarılacak olursa nükleonların bir kısmı başka enerji düzeylerine geçecektir.
- Çekirdeğin uyarılması çiftlenmemiş nükleonun başka enerji seviyelerine geçmesine yol açabilir.
- Veya bazı uyarılma durumlarında başka nükleonların uyarılması ile farklı durumlar oluşabilir. Böyle bir durumda yine çiftlenmemiş bir nükleon varsa bunun hangi enerji seviyesinde olduğu bulunarak çekirdeğin spin ve paritesi hesaplanabilir.
- Bu iki durumda spin ve parite daha önce kullandığımız yöntemle hesaplanabilir.
- Bazı durumlarda uyarılma tek A'lı çekirdeklerde çiftlenmemiş birden fazla nükleonun bulunmasına yol açabilir. Bu durumda çekirdeğin spin ve paritesini bu modelle hesaplamak mümkün olmayabilir.

ÇEKİRDEĞİN UYARILMIŞ DURUMLARI *

- Örneğin $^{17}_{8}O$ temel durumu $1d_{5/2}$ kuantum durumunda bulunan çiftlenmemiş bir nötronu bulunur.
- Bu düzeyin hemen yukarısında $2s_{1/2}$ ve $1d_{3/2}$ durumları bulunur.
- Bu durumların uyarılmış durumlar olması beklenir. Dolayısıyla uyarılmış durumların spin ve paritesi şöyledir: $\frac{1}{2}^{+}$ $\frac{3}{2}^{+}$
- Yapılan çalışmalar bu öngörüyü desteklemiştir.

MANYETİK DİPOLE MOMENTİ *

- Spini $\geq 1/2$ olan çekirdekler manyetik dipol momentine sahiptirler.
- Bütün çift-çift çekirdeklerin taban durumlarının spini sıfır olduğundan bir dipol momentine sahip değillerdir.
- Tek-tek çekirdeklerin açısal momentumlarının nasıl çiftlendiği belirsiz olduğundan basit modellerde bunların dipol momentlerini hesaplamak çok zordur.
- Bu nedenle tek *A*’lı çekirdeklerin dipol momentlerini hesaplamakla ilgileniyoruz.

Yükü $-e$ ve kütlesi ***m*** olan bir elektron **L** açısal momentumu ile bir yörüngede hareket ettiğinde manyetik momenti

$$\boldsymbol{\mu}_L = -\frac{e}{2m}\mathbf{L}$$

ile verilir.

Benzer şekilde elektronun spininden dolayı da bir manyetik momenti vardır. Bu da

$$\boldsymbol{\mu}_s = -g\frac{e}{2m}\mathbf{s}$$

ile verilir. Burada ***e*** ve m sırasıyla elektronun kütlesi ve yüküdür. **g** ye g-faktörü denir. Dirac'ın relativistik dalga denklemine göre g=2.00000… dır. Fakat karmaşık quantum elektrodinamik etkiler dolayısıyla bu değer g=2.00223192… olarak bir miktar değişmiştir.

Elektronun gerçek manyetik momenti μ, elektronun m_s=1/2 spin alt seviyesinde olduğunda μ_{sz}'nin özdeğeri olarak tanımlanır. Bu durumda

$$\mu_{sz} = -g\frac{e}{2m}s_z$$

olur. s_z nin özdeğerleri $m_s h$ olup m_s =±1/2 dir. m_s = 1/2 için manyetik dipol momenti

$$\mu_s = -\frac{1}{2}g\frac{e\hbar}{2m} = -\frac{1}{2}g\mu_B$$

olarak bulunur. Burada $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9.274\ldots\times 10^{-24}\, J/T$ olup Bohr manyetonu olarak adlandırılır.

Nötrino dışında spini olan bütün temel parçacıkların içsel bir manyetik momenti vardır. Yukarıda bağıntılar bunlar için de geçerlidir. Benzer şekilde proton ve nötron için de manyetik moment operatörü

$$\boldsymbol{\mu}_p = g_p \frac{e}{2m_p} \mathbf{s}_p \qquad\qquad \boldsymbol{\mu}_n = g_n \frac{e}{2m_p} \mathbf{s}_n$$

olarak yazılabilir. Artık kütle proton kütlesidir ve g değerleri de farklıdır. Elektronlar için Bohr manyetonunda olduğu gibi protonlar ve nötronlar için de

$$\mu_p = \frac{1}{2} g_p \mu_N \qquad\qquad \mu_n = \frac{1}{2} g_n \mu_N$$

yazılabilir. Burada μ_N nükleer manyeton olarak adlandırılır ve değeri

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5.05078...\times 10^{-27}\, J/T$$

olup Bohr manyetonundan yaklaşık 1000 kez daha küçüktür(elektron ve proton kütle farkından dolayı). Nükleonlar için ölçülen *g* faktörleri

g_p=+5.5856... μ_N ve **g_n=–3.8262.... μ_N** dir. Bu durumda
μ_p =+2.7928... μ_N ve **μ_n =–1.9131 ... μ_N**

yazılabilir.

Dirac denklemine göre $\boldsymbol{\mu_p = 1\mu_N}$ ve $\boldsymbol{\mu_n = 0}$ olmalıdır. Fakat Dirac denklemi temel parçacıklar içindir. Fakat proton ve nötronlar kompozit parçacıklar oldukları için iç yapıları katkıda bulunur ve Dirac denklemi doğru sonuç vermez.

Çekirdeğin manyetik momentine proton ve nötronun spin açısal momentumu katkıda bulunur. Ayrıca protonun yörüngesel hareketinden dolayı olan manyetik dipol momentinden de katkı gelir. Nötron yüksüz olduğu için yörüngesel açısal momentumundan katkı gelmez.

Çekirdeğin toplam dipol momenti operatörü $\boldsymbol{\mu_j}$ ve dipol momenti μ_j toplam spin operatörü ***J*** ile ilişkili olup *J* nin değerine bağlıdır:

$$\boldsymbol{\mu}_j = g_j \frac{e}{2m_p}\mathbf{J} \quad * \qquad\qquad \mu_j = g_j \mu_N J$$

Bu bağıntıya göre çift-çift çekirdeklerin toplam spini sıfır olduğu için toplam dipol momentleri de sıfırdır.
Fakat tek çekirdeklerin hemen hepsi yarım spinlidir ve tek parçacıklı kabuk modelinden manyetik momentleri kolayca hesaplanabilir.

Bu modele göre çekirdeğin manyetik dipol momenti *j* ve *l* kuantum durumunda bulunan çiftlenmemiş tek nükleonunun dipol momentine eşittir.

Manyetik dipol momentine nükleonların spin manyetik momentinden , proton olduğunda ise yörüngesel açısal momentumundan da katkı gelir.
Tek bir nükleon için manyetik moment operatörü

$$\boldsymbol{\mu}_j = \frac{e}{2m_p}(g_L\mathbf{L} + g_s\mathbf{s}) \qquad **$$

olarak yazılabilir. Burada yörüngesel g-faktörü protonlar için 1 nötronlar içinse 0 dır. Spin g-faktörleri daha önce verilmiştir.

* ve ** eşitlikleri birbirine eşitlenirse $g_j\mathbf{J} = g_L\mathbf{L} + g_s\mathbf{s}$ bulunur. Eşitliğin her iki tarafını ***J*** ile skaler çarparsak:

$$g_j\mathbf{J}^2 = g_L\mathbf{L}\bullet\mathbf{J} + g_s\mathbf{s}\bullet\mathbf{J}$$

buluruz. ***J=L+s***, ***L=J–s***, ***S=J –L*** Bağıntılarını da kullanırsak

$$g_j\mathbf{J}^2 = \frac{1}{2}\left[g_L\left(\mathbf{J}^2 + \mathbf{L}^2 - \mathbf{s}^2\right) + g_s\left(\mathbf{J}^2 + \mathbf{s}^2 - \mathbf{L}^2\right)\right]$$

olur. $\mathbf{J}^2$, $\mathbf{L}^2$ ve $\mathbf{s}^2$ 'nin beklenen değerleri sırasıyla

$$|\mathbf{J}|^2 = \hbar^2 j(j+1) \qquad |\mathbf{L}|^2 = \hbar^2 l(l+1) \qquad |\mathbf{s}|^2 = \hbar^2 s(s+1)$$

dır. Bunlar da yukarıdaki denklemde yerine yazılır, s=1/2 değeri de yerine yazılır ve biraz düzenlenirse sonuç şöyle olur:

$$g_J = \frac{1}{2}\left[g_L + g_s + (g_L - g_s)\frac{l(l+1) - 3/4}{J(J+1)} \right] \qquad \mu_j = g_j \mu_N J$$

Bu denklemde *J* nin olası değerleri yerine *J*=*l*+1/2 ve *J* =*l*–1/2 (*J*=*L*+*S* *ve* s=1/2'den dolayı) yerine yazılırsa her bir J değeri için bir denklem bulunur.

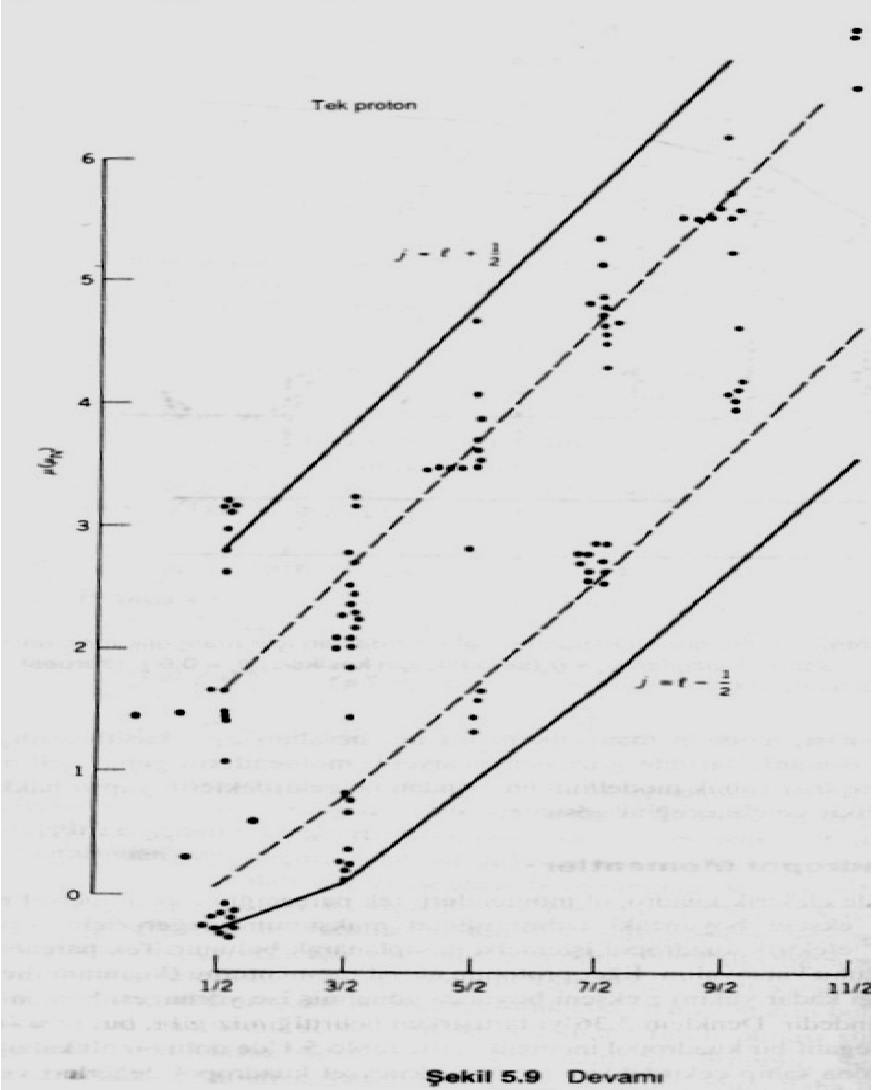
$$\mu = \mu_N \left[J g_L - \tfrac{1}{2}(g_L - g_s) \right] \qquad J=l+1/2 \text{ için}$$

$$\mu = \mu_N \left[J g_L + \frac{J}{2(J+1)}(g_L - g_s) \right] \qquad J=l-1/2 \text{ için}$$

Tek A'lı çekirdekler için son nükleonun spini bilinirse yukarıdaki bağıntılar kullanılarak çekirdeğin manyetik momenti hesaplanabilir.

Bulunan sonuçların bir kısmının deney ile uyumlu olmasına rağmen bir çok istisnai durum vardır. Fakat gözlenen değerlerin bir çoğu bu denklemlerle bulunan limitler arasında yer alır.

	μ_s nuclear magnetons	g_s	g_l
Proton	2.7928	5.5856	1
Neutron	−1.9130	−3.8261	0



Şekil 5.9 Devamı