NÜKLEER MODELLER

Doç. Dr. Turan OLĞAR

Ankara Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi,
Fizik Mühendisliği Bölümü

Nükleer Modeller

Başarılı bir nükleer model;

- ✓ Daha önce ölçülen nükleer özelikleri açıklayabilmeli
- ✓ Yeni deneylerle ölçülebilecek başka özellikleri de tahmin edebilmelidir.

Nükleer Modeller

Kabuk Modeli

Tabakalı model de diye bilinen kabuk modeli, atom yapısının katmaşık ayrıntılarını açıklamakta çok başarılı olmuştur. Atomik kabuk modelinde, kabuklar giderek artan enerjili elektronlarla Pauli prensibine göre yerleşirler. Böylece, tamamen dolu kabuklar ve birkaç değerlik elektronlarından oluşan bir durum gözlenir. Atomik özellikler bu değerlik elektronları tarafından belirlenir..

Bu model, nükleer yapıya uygulandığında bazı farklılıklarla karşılaşılır.

- ✓ Atomik durumda, potansiyel, çekirdeğin Coulomb alanı ile sağlanır. Yörüngeler bir dış kaynak tarafından oluşturulur.
- ✓ Çekirdekte böyle bir kaynak yoktur. Nükleonlar kendilerinin yarattığı bir potansiyel içinde hareket eder.

Kabuk modelinde, bir nükleonun hareketi, diğer tüm nükleonların oluşturduğu potansiyel tarafından belirlenir.

Nükleer Modeller

Nükleer Kabuk Modeli Potansiyeli

Kabuk modeli için ilk adım potansiyel seçimidir. Sonsuz kuyu ve harmonik osilatör potansiyelleri için Schrödinger denklemi çözülürse enerji düzeyleri elde edilebilir (Bknz: Şekil 5.4 Nükleer Fizik 1. Cilt. (Kenneth S. Krane)). Enerji düzeylerinin dejenereliği her düzeyin alabileceği nükleon sayısı kadardır. Yani, dejenerelik 2(2l+1)'dir. Burada (2l+1) terimi m_l'den ve 2 çarpanı ise m_s'nin dejenereliğinden kaynaklanır. Enerji düzeylerini belirtmek için tek bir önemli fark dışında, atom fiziğindeki spektroskopik gösterim kullanılır.

Atom fiziğindeki baş kuantum sayısı olan n, nükleer fizikte baş kuantum sayısı değil, l sayılı enerji düzeylerinin sayısını verir.

Nükleer Modeller

Nükleer Kabuk Modeli Potansiyeli

Nötronlar ve protonlar özdeş olmadıklarından ayrı ayrı sayılırlar. Örneğin 1s düzeyi 2 proton ve 2 nötron alabilir. Kabuk modelini geliştirmek için daha gerçekçi potansiyel (Bknz: Şekil 5.5 Nükleer Fizik 1. Cilt. (Kenneth S. Krane)),

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left[\left(r - R\right)/a\right]}$$

Burada R ve a parametreleri sırasıyla ortalama yarıçap ve yüzey kalınlığını verir. R,

$$R = 1,25A^{1/3}\text{fm}$$

ile verilir. a ise a = 0,524 fm'dir.

Nükleer Modeller

Nükleer Kabuk Modeli Potansiyeli

V_0 kuyu derinliği, uygun ayrılma enerjisidir ve 50 MeV mertebesindedir. Bu potansiyel kullanılarak Schrödinger denklemi çözülürse enerji düzeyleri elde edilebilir (Bknz: Şekil 5.6 Nükleer Fizik 1. Cilt. (Kenneth S. Krane)). Bu potansiyel seçilerek ana kabukların l dejenerelikleri ortadan kalkmıştır. Kabukları sırasıyla 2(2l+1) nükleonla dolar. Z veya N=2,8,20,50,82 ve 126 olduğunda bu sayılara sihirli sayılar denir. Kuyu potansiyeli çözümüne göre nükleonlar 2,8 ve 20 sihirli sayıları elde edilecek şekilde dolar.

Nükleer Modeller

Spin-Yörünge Potansiyeli

Potansiyelin tam olarak sihirli sayıları verecek şekilde ayarlanması gerekir.

$$V(r) = \frac{-V_0}{1+\exp\left[\left(r-R\right)/a\right]}$$

potansiyel, nükleer potansiyel için uygun olmakla beraber bu terime yeni terimler eklemek gerekir. Spin-yörünge potansiyelinin eklenmesi, alt kabuklarınj ayrılmasını tam olarak açıklamıştır.

Nükleer Modeller

Spin-Yörünge Potansiyeli

Atom fiziğinde spektral çizgilerin gözlenen ince yapısı spin yörünge etkileşmesinden kaynaklanır. Bu etki, elektronun manyetik momentinin, elektronun çekirdek atrafındaki hareketinden kaynaklanan manyetik alanla elektromanyetik olarak etkileşmesi sonucu oluşur. Bu etki, atomik düzeyler arasındaki mesafenin 10^5'te 1' i kadar olup çok küçüktür. Atomik spin-yörünge kuvveti ile aynı şekle sahip, elektromanyetik kökenli olmayan nükleer spin-yörünge etkileşmesi,

$$V_{so}\left(r\right) l.s$$

şeklinde yazılır. Düzeylerin yeniden düzenlenmesi ***l.s*** çarpanına göre olur.

Nükleer Modeller

Spin-Yörünge Potansiyeli

Toplam açısal momentum $j = l + s$ ile verilir. Tek bir nükleonun spini s=1/2 olduğundan toplam açısal momentum kuantum sayıları,

$$j = l + \frac{1}{2} \qquad veya \qquad j = l - \frac{1}{2}$$

($l=0$ durumu hariç, bu durumda sadece j=1/2 izinlidir). ***l.s***'nin beklenen değeri $j^2=(l+s)^2$'den hesaplanabilir.

$$j^2 = \left(l^2 + 2\, l.s + s^2\right)$$

$$l.s = \frac{1}{2}\left(j^2 - l^2 - s^2\right)$$

Nükleer Modeller

Spin-Yörünge Potansiyeli

Beklenen değerler yerine konulursa,

$$\langle l.s \rangle = \frac{1}{2}\left[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1) \right]\hbar^2$$

1f durumu (l=3) düzeyini ele alınırsa bü düzeyin dejenerelik durumu, *2(2l+1)=14'*tür. Mümkün olan j değerleri ise,

$$l \pm \frac{1}{2} = \frac{5}{2} \quad veya \quad \frac{7}{2}$$

Dolayısıyla $1f_{5/2}$ ve $1f_{7/2}$ düzeyleri elde edilir. Her düzeyin dejenereliği ise 2j+1'dir ve m_j'den kaynaklanır.

Nükleer Modeller

Spin-Yörünge Potansiyeli

$1f_{5/2}$ düzeyinin kapasitesi 6 ve $1f_{7/2}$ nin ise 8 dir. Toplamda 14 durum vardır. $1f_{5/2}$ ve $1f_{7/2}$ durumları, spin-yörünge ikilisi olarak bilinir. Bu durumlar arasındaki her durumun,

$$\langle l.s \rangle$$

değeri ile orantılı bir enerji farkı vardır. *l >0* olan durum çiftleri için enerji farkı,

$$\langle l.s \rangle_{j=l+\frac{1}{2}} - \langle l.s \rangle_{j=l-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}(2l+1)\hbar^2$$

Nükleer Modeller

Spin-Yörünge Potansiyeli

Spin yörünge etkileşmesinin 1g düzeyi üzerinde önemli bir etkisi vardır. $1g_{9/2}$ durumu alttaki ana kabuğa itilir. Bu düzeyin kapasitesi 10'dur ve kendinden önceki 40 nükleonla birlikte 50 sihirli sayısı elde edilir. Bu etki her ana kabuğun üzerine gerçekleşir.

Spin-yörünge çiftinin düşük enerjili olanı, bulunduğu kabuktan ayrılarak daha aşağıdaki kabuğa yerleşir ve sihirli sayılar oluşur.

Nükleer Modeller

Manyetik Dipol Momentler

Kabuk modeli, manyetik dipol momentin varlığında nükleer özelikleri doğru bir şekilde açıklamaktadır.

Manyetik moment, açısal momentumun z bileşeninin maksimum olduğu durumda manyetik moment işlemcisinin beklenen değerinden bulunur. *l* ve *s* nicelikleri dahil edilerek manyetik moment,

$$j_z = j\hbar$$

$$\mu = \mu_N \left(g_l l_z + g_s s_z \right) / \hbar$$

Aşağıdaki ifade kullanılırsa,

$$j = l + s$$

Nükleer Modeller

Manyetik Dipol Momentler

$$\mu = \left(g_l j_z + \left(g_s - g_l \right) s_z \right) \mu_N / \hbar$$

Şeklinde yeniden yazılabilir.

$$j_z = j\hbar$$

beklenen değeri kullanılırsa,

$$\langle \mu \rangle = \left[g_l j + \left(g_s - g_l \right) \langle s_z \rangle / \hbar \right] \mu_N$$

J toplam açısal momentum z ekseni etrafında j_z sabit kalacak şekilde dönme hareketi yapar. ***l*** ve ***s*** vektörleri de ***j*** etrafında döner. *l* ve *s* nin *j* boyuncaki bileşenleri sabit kalırken, l_z ve s_z ise değişir(Bknz: Şekil 5.8 Nükleer Fizik 1. Cilt. (Kenneth S. Krane)).

Nükleer Modeller

Manyetik Dipol Momentler

s_z nin herhangi bir andaki değeri değiştiği halde ***j*** boyuncaki bileşeni sabit kalır.

s_j **, *s*** nin ***j*** boyuncaki bileşeni olmak üzere, j boyunca birim vektör,

$$\frac{j}{|j|}$$

ve ***s*** nin ***j*** boyuncaki bileşeni,

$$\frac{|s.j|}{|j|}$$

Dolayısıyla s_j vektörü,

$$\frac{j|s.j|}{|j|^2}$$

Nükleer Modeller

Manyetik Dipol Momentler

Beklenen değerler yerine konulursa,

$$\langle s_z \rangle = \frac{j}{2j(j+1)}\left[j(j+1) - l(l+1) + s(s+1) \right]\hbar$$

Burada $s.j = s.(l+s)$

$$\langle l.s \rangle = \frac{1}{2}\left[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1) \right]\hbar^2$$

ifadesinde olduğu gibi hesaplanabilir.

Nükleer Modeller

Manyetik Dipol Momentler

$$j = l + \frac{1}{2} \quad için \quad \langle s_z \rangle = \frac{\hbar}{2}$$

$$j = l - \frac{1}{2} \qquad için \quad \langle s_z \rangle = \frac{-\hbar j}{2(j+1)}$$

Bunlara karşılık gelen manyetik momentler,

$$j = l + \frac{1}{2} \quad için \quad \langle \mu \rangle = \left[g_l \left(j - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} g_s \right] \mu_N$$

$$j = l - \frac{1}{2} \quad için \quad \langle \mu \rangle = \frac{j}{j+1} \left[g_l \left(j + \frac{3}{2} \right) - \frac{1}{2} g_s \right] \mu_N$$

μ nün bu değerleri, Schmidt limitleri diye bilinir.

Nükleer Modeller

Manyetik Dipol Momentler

Proton için,

$g_l = 1$

$g_s = 5{,}59$

Nötron için,

$g_l = 0$

$g_s = -3{,}83$

Nükleer Modeller

Nükleer Spin ve Parite

Kabuk modeline göre çiftlenmemiş tek nükleon çekirdeğin özelliklerini belirler. Kabuk modeli uygulaması olarak,

$$ {}^{15}_{8}O \quad ve \quad {}^{17}_{8}O $$

^{15}O durumunda çiftlenmemiş nötron $p_{1/2}$ kabuğundadır. P için $l=1$'dir. ^{15}O için taban durumu spini ½ ve parite $(-1)^l$'den tek paritelidir.

^{17}O nin taban durumunu ise çiftlenmemiş $d_{5/2}$ kabuğundaki nötron belirler. d için $l=2$'dir. Dolayısıyla ^{17}O'nin taban durumunun spini 5/2 ve parite de çifttir.

Nükleer Modeller

Nükleer Spin ve Parite

Kural 1:

Çift çift çekirdeklerin taban durumu sıfır açısal momentuma ve proton ve nötron sayısından bağımsız olarak çift pariteye sahiptirler.

$$\sum J_N = 0 \quad , \quad \sum J_P = 0$$

Burada J_P ve J_N sırasıyla proton ve nötronların toplam açısal momentumlarıdır.

Kural 2: Çift nötron sayısına ve tek proton sayısına sahip çekirdeklerde taban durumunu çiftlenmemiş son proton belirler. Çünkü,

$$\sum J_N = 0$$

Benzer şekilde çift proton sayısına ve tek nötron sayısına sahip çekirdeklerde taban durumunu çiftlenmemiş son nötron belirler. Çünkü,

$$\sum J_P = 0$$

Nükleer Modeller

Nükleer Spin ve Parite

Kural 3: Tek tek çekirdeklerin taban durumu ise *Nordheim* kuralına göre belirlenir. Çiftlenmemiş proton ve nötronlar l_P ve l_N yörüngesel açısal momentuma ve j_P ve j_N toplam açısal momentumuna sahip olsunlar,

Eğer, $(j_P + l_P + j_N + l_N) =$ Çift ise

$$I = \left| J_P - J_N \right|$$

Eğer, $(j_P + l_P + j_N + l_N) =$ Tek ise

$$\left| J_P - J_N \right| < I \leq \left(J_P + J_N \right)$$

Nükleer Modeller

Nükleer Spin ve Parite

$Örnek \quad olarak \quad {}^{76}_{33}As \quad alınırsa$

Z=33 ve N=43, 33. proton $f_{5/2}$ de ve 43. nötron $g_{9/2}$ de

$j_P + l_P + j_N + l_N$ = (5/2+9/2+3+4)=14

$$I = \left| J_P - J_N \right| = \left| \frac{5}{2} - \frac{9}{2} \right| = 2$$