

Time Reversal

درجه آزادی فیزیکی جهت دور را تغییر می‌دهد

به این معنا که می‌توانیم هر چه از زمان  $t=0$  شروع و  $t > 0$  است، در جهت معکوس شود. (جهت مثبت زمان)

سوال: ما در اینجا این است که آیا در دیدگاه  $t \rightarrow -t$  تارهای ما نیز برعکس می‌شوند؟

مثلاً اگر چند توب بیلا در بهم بزنند و ما از این دیدگاه فیلم تهیه کنیم، این فیلم را برعکس نشان دهیم، همه چیز به حالت اولیه برمی‌گردد - ولی به نظر می‌رسد در واقعیت نمی‌توان چنین کاری کرد (با احتمال زیاد ناممکن است) زیرا وجود آوردن شرایطی در این فیلم را تبدیل به نظم کند تقریباً ناممکن است.

در فریک ذرات، در خلاف  $C, P$  و هر دو عملگرهایی دارند که می‌توان برای آنها معادله و اثره معکوس نوشت، برای  $time reversal$

نمی‌توان عملگر خاصی تعریف کرد که معادله و اثره معکوس داشته باشد و اثره معکوس را هم:

(البته در نظریه میدان کوانتومی ما می‌توانیم برای عملگر  $time reversal$  میدان‌ها را معکوس کنیم و جهت دور آن را برعکس کنیم)

در فریک ذرات ما در این تنها امکانی که برای چپ گردان  $t \rightarrow -t$  داریم، این است که ببینیم آیا می‌توان فرآیندهای ذرات را برعکس کرد

مثلاً  $n + p \rightarrow d + \gamma$  آیا می‌توانیم برعکس آن را  $d + \gamma \rightarrow n + p$  کنیم است؟

نکته مهم: درجه آزادی‌هایی که در آن نیروی قوی و الکتروضعیف نقش اصلی را بازی می‌کنند، تقارن  $time reversal$

حفظ می‌شوند. ولی در فرآیندهایی که در آن نیروی ضعیف هسته‌ای وجود دارد، این تقارن شکسته می‌شود.

مثلاً  $\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$  خصوص در فرآیندهای ضعیف

$uds \rightarrow uud + d\bar{u}$  اینجا  $AS=1$  درجه

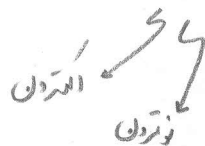
نیرو ضعیف هسته‌ای مسئول این فرآیند است؛ این فرآیند برگشت ناپذیر است.

✓ معمولاً برای تقارن  $time reversal$  به فرآیندهای توجیه می‌کنیم که در آن‌ها نیروی تولید می‌شود،

ولی مشکل این جا است که دسترسی به فوتون‌ها سخت است.

← پس لزومت غیر مستقیم آزمایش می‌کنیم:

نکته: ✓ اگر بتوان نشان داد که ذره‌ای  $Electric dipole moment$  (EDM) دارد، این یعنی شکست تقارن  $T$  و  $P$  است



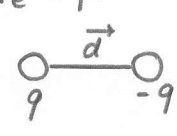
اثبات کوتاه: اگر این مورد به الکترون، نوترینو و پوزیترون نسبت دهند، هر دو ذره اسپین  $\frac{1}{2}$  دارند  $\vec{S}$

اگر بتوان به الکترون دو قطب الکتریکی نسبت داد  $\vec{P}_e$

$\vec{P}_e = q\vec{d}$

$U = \vec{P}_e \cdot \vec{E}$

انرژی پتانسیل الکترون  $\rightarrow$  میدان الکتریکی  $\rightarrow$  EDM<sub>e</sub>



اگر الکترون EDM داشته باشد،  $\vec{P}_e$  باید موازی magnetic moment همان لغات اسپین (اسپین) الکترون باشد  $\vec{P}_e \parallel \vec{\mu}_e \sim \vec{S}$

همان لغات اسپین الکترون  $\rightarrow$  دو قطب الکتریکی الکترون

مقدار  $|\vec{P}_e|$  برای الکترون خیلی کوچک است و بی اهمیتیست.  $|\vec{P}_e| \sim 10^{-38}$  ecm

✓ حالتی خواهیم دید  $\vec{P}_e$  و  $\vec{\mu}_e$  را یک پارته و عمده عوض کردن زمان بر می کنیم

	Parity $t \rightarrow -t$	
$\vec{P}_e$	-	+
$\vec{\mu}_e$	+	-

(a)  $\vec{S}$  یک بردار axial است و یک پارته تغییر نمی کند

پس  $\vec{\mu}_e$  یک پارته تغییر نمی کند  $\vec{\mu}_e \xrightarrow{\text{Parity}} \vec{\mu}_e$

(ب) دلی  $\vec{P}_e$  یک پارته به منتهای خودش تبدیل می شود زیرا  $\vec{P}_e$  یک بردار قطبی است.  $\vec{P}_e \xrightarrow{\text{Parity}} -\vec{P}_e$

(c) می توان نشان داد که  $\vec{S}$  یک  $t \rightarrow -t$  تغییر نمی کند  $\leftarrow$  اثبات  $\leftarrow$

(d) همچنین می توان نشان داد که  $\vec{P}_e$  یک  $t \rightarrow -t$  تغییر نمی کند  $\leftarrow$  اثبات  $\leftarrow$

$\vec{P}_e \sim \vec{E}$

اثبات:

کتاب پارته:

$\vec{B} \rightarrow +\vec{B}$   
 $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$   
 $\vec{A} \rightarrow -\vec{A}$   
 $\vec{\nabla} \rightarrow -\vec{\nabla}$

$\vec{E} \rightarrow -\vec{E}$

$\vec{F} = q\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \rightarrow \vec{F}' = -q\vec{E} - \vec{v} \times \vec{B} = -\vec{F}$

$\Rightarrow \vec{P}_e \rightarrow -\vec{P}_e$

$H = -\vec{\mu}_e \cdot \vec{B}$   
 $++ = + +$

$\vec{\mu}_e \rightarrow +\vec{\mu}_e$  ✓

$t \rightarrow -t$      $\vec{B} \rightarrow -\vec{B}$      $\vec{E} \rightarrow +\vec{E}$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \qquad \vec{F} = q\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \qquad \vec{F} = m\ddot{x} \rightarrow +\vec{F}$$

$++$      $\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \rightarrow -\vec{B}$      $+\downarrow$

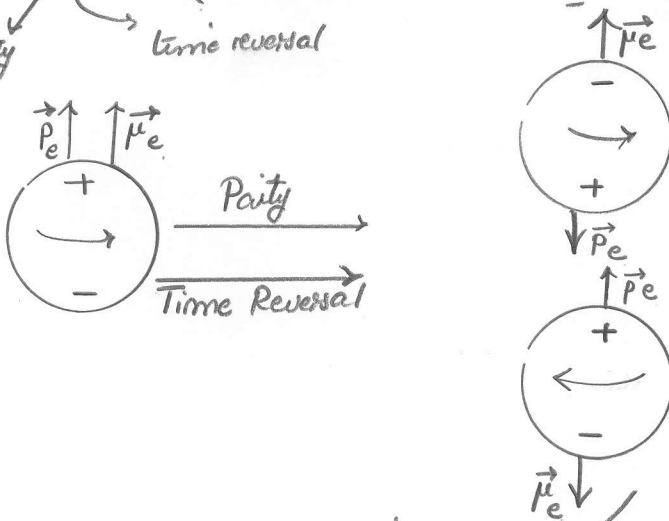
$$H \simeq \vec{p}_e \cdot \vec{B}$$

$+$      $-$      $-$      $\vec{p}_e \sim \vec{E}$

$$\Rightarrow \vec{p}_e \xrightarrow{t \rightarrow -t} -\vec{p}_e \qquad \Rightarrow \vec{p}_e \xrightarrow{t \rightarrow -t} +\vec{p}_e$$

	Parity	$t \rightarrow -t$
$\vec{B}$	+	-
$\vec{E}$	-	+

• بزرگم به اثبات اینکه  $\vec{p}_e$  غیر صفر باشد (یعنی الکترون EDM داشته باشد) ← PT  
 Parity    Time reversal



به این ترتیب که پاریتی و  $t \rightarrow -t$   
 سیستم زمانی با سیستم اولیه معادل نیست  
 پس هر دو قانون می شکند اگر الکترون  
 EDM داشته باشد

ولی  
 مقدار EDM الکترون خیلی کوچک

است (لبورن آزمایش هم) لذا هیچ شهادتی برای شکسته شدن T در طبیعت وجود ندارد.

سکول: در تئوری نشان داده می شود که CPT جزو تقارنهای طبیعت است. یعنی همه ۳ نیروی مدل استاندارد تقارن CPT را محفوظ می کنند.

در ضمن می دانیم که نیروی ضعیف CP را می شکند. اما از تئوری T باید در نیروی ضعیف شکسته شده باشد.  
 پس انصافاً داریم برای الکترون دوترون EDM بزرگ داشته باشیم ولی نداریم!  
 این تقاضای آشکار است تئوری دیگری هنوز حل نشده باقی مانده است.

Bound states

توابع موج نرونی و باریونی - حالتی مقید

✓ نوادها در انرژیهای پایین بصورت آزاد یافت نمی شوند. → آنها حالتی مقید هادرونی (نرونی یا باریونی) تشکیل می دهند.

✓ در داخل این هادرونها، نوادها ذراتی تقریباً آزادند → در ابعاد  $R_0 \sim 1 \text{ fm}$

↪ بخاطر آزادی باریونی

✓ دیدیم که حجم نوادها حدود  $\frac{1}{3}$  حجم باریونها است.  $R_0^{-1} \sim (1 \text{ fm})^{-1}$  است.

$(1 \text{ fm})^{-1} \sim 200 \text{ MeV}$

✓ اگر بخواهیم مثلاً همان کاری که برای اتم هیدروژن کردیم و ضمیمه انرژی اتم هیدروژن را بدست آوریم، همان کار را برای

بدست آوردن همین حالتی مقید از نوادها انجام دهیم، یک شرط لازم دارد و آن هم فرض غیرنسبیتی بودن

لارانت است.

↪ به این معنی که برای نوادگی سنگین  $t, c, b$  اگر حالت مقید مثلاً نرونی تشکیل دهند  $c\bar{c}, b\bar{b}, t\bar{t}$

آنگاه فرض غیرنسبیتی بودن قابل توجه است و می توان معادله ای شبیه معادله شرودینگر برای آن نوشت و حل

کرد.

$m^* \gg R_0^{-1} \sim 200 \text{ MeV}$

↪ حجم نواد (dressed mass)

✓ در مورد باریونها هم چیز برمی گردد، به ایند می توان

حل کلیه دقیقتری از یک مسئله ساده ای داشت. اگر آزاد است.

شاید بتوانیم ضمیمه باریونی را هم برابر باریونها می که از نوادگی سنگین گرفته شده اند با فرض غیرنسبیتی بودن آنها

بدست آوریم.

توابع موج نرونها و باریونها:

✓ ما برای ساختن تابع موج نرونها و باریونها در ادامه خودمان را محدود می کنیم به حالت پایه  $l=0$  و نرونها و ضمیمه را

$N_f = 3 \quad f \in \{u, d, s\}$

در نظر می گیریم که

a) نرونها و شبه اقطار

ب) باریونهای هفت تایی

نرونها و باریونهای ده تایی

ب) باریونهای ده تایی

$$\Psi = \Psi(\text{spin}) \Psi(\text{isospin}) \Psi(\text{space}) \Psi(\text{color})$$

?                      ?                       $l=0$                       ?

متقارن

(a) تابع موج اسپینی: از ترکیب دوزره با اسپین  $\frac{1}{2}$  طبیعتاً ۳ حالت (triplet) و ۱ حالت (singlet) درست می‌شود:

$$\text{Triplet: } \begin{cases} |\uparrow\uparrow\rangle = |s, m_s\rangle = |1, 1\rangle \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) = |1, 0\rangle \\ |\downarrow\downarrow\rangle = |1, -1\rangle \end{cases} \quad \text{Singlet: } \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \right] = |0, 0\rangle$$

حاله لواریک  $s, d, u$  داریم و سه آنتی لواریک  $\bar{s}, \bar{d}, \bar{u}$  می‌خواهیم یک ترکیب لواریک آنتی لواریک بسازیم ۹ حالت خواهیم داشت  $3 \times 3 = 9$

با توجه به ایند  $s=0$  و  $s=1$  هر دو داریم؛ ۹ حالت با  $s=0$  (فردهای شبه اسکالر) و ۹ حالت با  $s=1$  (فردهای برداری) داریم.

پس تا اینجا اگر به تابع موج اسپینی فردهای شبه اسکالر و برداری توجه کنیم

(a) تابع موج اسپینی فردهای شبه اسکالر

$$[\Psi(\text{spin})]_{\text{pseudoscalar mesons}} \xrightarrow{s=0} \text{تابع موج پادمتقارن}$$

$$[\Psi(\text{spin})]_{\text{vector mesons}} \xrightarrow{s=1} \text{تابع موج متقارن}$$

$$|u\rangle = |I = \frac{1}{2}, I_3 = +\frac{1}{2}\rangle$$

$$|d\rangle = |I = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2}\rangle$$

$$|s\rangle = |I = 0, I_3 = 0\rangle$$

پس  $u, d \leftarrow \text{isodoublet}$  هستند و  $s \leftarrow \text{isosinglet}$

برای نوشتن تابع موج یک فرد داد وجود دارد (London-Shottley) که از طریق آن تابع موج پاد لواریک را از تابع موج لواریک می‌سازیم.

(b) تابع موج انفراد اسپینی:

ما  $\bar{u}$ ،  $\bar{d}$  و  $\bar{s}$  را با استفاده از عملگر  $C$  (charge conjugation) حساب کنیم:

$$C|u\rangle = |\bar{u}\rangle \quad |\bar{u}\rangle = |I = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2}\rangle$$

$$C|d\rangle = -|\bar{d}\rangle \quad |\bar{d}\rangle = -|I = \frac{1}{2}, I_3 = \frac{1}{2}\rangle$$

$$C|s\rangle = |\bar{s}\rangle \quad |\bar{s}\rangle = |I = 0, I_3 = 0\rangle$$

علامت منفی برای  $|\bar{d}\rangle$  قرارداد است (در کتاب Perkins علامت منفی برای  $|\bar{u}\rangle$  در نظر گرفته شده است)

توضیح: در ترکیب ذرات  $q\bar{q}$  باید اصل طرد Pauli را رعایت کنیم؛ یعنی در ترکیب ذرات  $q\bar{q}$  باید حالت  $I = 1$  را در نظر بگیریم.

$$d\bar{d} \rightarrow -\bar{d}d$$

تفسیر: جایگزینی ذرات ذرات  $q\bar{q}$  در حالت  $I = 1$  مانند عملگر  $C$  بر روی  $d\bar{d}$  است

$$C(d\bar{d}) = -\bar{d}d = \frac{C(d)}{-d} \frac{C(\bar{d})}{d}$$

$$|d\rangle \xrightarrow{C} -|\bar{d}\rangle \text{ or}$$

$$|d\rangle \xrightarrow{C} e^{i\varphi} |\bar{d}\rangle, \quad \varphi = \pi \quad (e^{i\varphi} = e^{i\pi} = -1)$$

این همان منفی قراردادی است.

این باعث می شود فرض کنیم

در هر صورت برای ساختن تابع موج این ذرات با این ذرات  $I = 1$  و  $I = 0$  باید  $J_{so}$  Triplet و  $J_{so}$  Singlet را در نظر بگیریم.

$$SU(2) \text{ Jso triplet } \left\{ \begin{array}{l} |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle \otimes |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle = |I=1, I_3=1\rangle = u\bar{d} \\ |I=1, I_3=0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) \\ |I=1, I_3=-1\rangle = d\bar{u} \end{array} \right.$$

$$J_{so} \text{ singlet } \left\{ \begin{array}{l} |I=0, I_3=0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) \\ (\eta, \eta') \\ (\omega, \varphi) \end{array} \right.$$

در ترکیب  $|s\rangle = |I=0, I_3=0\rangle$  داریم:

$$SU(2) \text{ doublet } \begin{cases} u\bar{s} & | \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \rangle \otimes | 0, 0 \rangle = | \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \rangle \\ (K^+, K^0) & d\bar{s} & | \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rangle \otimes | 0, 0 \rangle = | \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rangle \end{cases}$$

$$SU(2) \text{ doublet } \begin{cases} s\bar{u} & | 0, 0 \rangle \otimes | \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rangle = | \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rangle \\ (K^-, \bar{K}^0) & -s\bar{d} & | 0, 0 \rangle \otimes | \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \rangle = | \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \rangle \end{cases}$$

$$\text{Singlet } \begin{cases} s\bar{s} & | 0, 0 \rangle = | 0, 0 \rangle \otimes | 0, 0 \rangle \end{cases}$$

$$SU(N_f = 2) \Rightarrow 2 \otimes \bar{2} = 3 \oplus 1$$

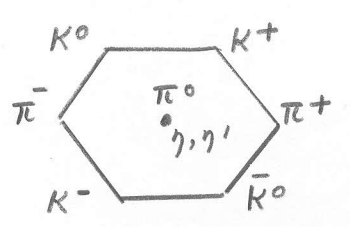
$$SU(N_f = 3) \Rightarrow 3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

	$I$	$I_3$	Strangeness		
SU(3) Octet	1	1	0	$\pi^+$	$-u\bar{d}$
	1	0	0	$\pi^0$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
	1	-1	0	$\pi^-$	$d\bar{u}$
	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	+1	$K^+$	$u\bar{s}$
	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	+1	$K^0$	$d\bar{s}$
	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	-1	$\bar{K}^0$	$-s\bar{d}$
	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$K^-$	$s\bar{u}$
SU(3) Singlet	0	0	0	$\eta_8$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$
	0	0	0	$\eta_0$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} + 2s\bar{s})$

$$J^{PC} \quad 0^{-+}$$

$$C = (-1)^{l+s} = +1$$

در کتاب کتب مرجع  $\psi$  (spin),  $\psi$  (isospin) ... در نظریه زود است.



همه ذرات در دست چندتایی (multiplet) قرار دارند، چنانچه دارند (این می‌تواند نشان دهد که تقارن ایزوسپین است)  
 مثال هم آن پروتون و نوترون که همشان تقریباً برابر و مساوی  $1 \text{ GeV}/c^2$  است.

البته این تقارن ایزوسپین با فرض این است که هم ادله نواری up و down و strange می  
 و تقریباً نزدیک صفر هستند

ولی در واقعیت  $m_u \approx 2 \text{ MeV}$  ،  $m_d \approx 5 \text{ MeV}$  ،  $m_s \approx 100 \text{ MeV}$   
 پس در واقعیت تقارن ایزوسپین شکسته می‌شود و همین دلیل هم پروتون و نوترون با وجود اینکه متعلق به یک  
 doublet ایزوسپینی هستند با هم متفاوت است.

نکته بعدی اینکه با وجود اینکه ساختار نواری نه تایی شده است اما از نوای چهارگانه متفاوت است،  
 ولی هم نوای چهارگانه (که اسپین آنها 1 است) بیشتر از هم نوای سه گانه (که اسپین آنها صفر است) است

$$M(\text{meson}) = m_1 + m_2 + A \frac{\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2}{m_1 m_2}$$

dressed mass of quarks

کمی فرول پدیده شناختی برای هم نوای

جمله  $\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2$  از هر هم نش دارد شماره 1  
 با آن می‌تواند شماره 2 بر جای می‌آید (مادر فریب جلات بر هم نش را ساختاراً بصورت فرمی می‌زنیم  $\vec{L} \cdot \vec{S}$   
 به هم نش اسپین یونان)

سوال:

$$s_1 = \frac{1}{2} \quad \vec{s}_1^2 \rightarrow \hbar^2 s_1 (s_1 + 1) = \frac{3}{4} \hbar^2$$

$$s_2 = \frac{1}{2} \quad \vec{s}_2^2 \rightarrow \hbar^2 s_2 (s_2 + 1) = \frac{3}{4} \hbar^2$$

بفرض  $l=0$  برای نوای:  $\vec{L}^2 \rightarrow \hbar^2 s(s+1) = 0$

نزدون برداری  $s=1 \quad \vec{S}^2 \rightarrow \hbar^2 s(s+1) = 2\hbar^2$

$$\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 \rightarrow \vec{S}^2 = \vec{s}_1^2 + \vec{s}_2^2 + 2\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2$$

$$\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 = \frac{1}{2} (\vec{S}^2 - \vec{s}_1^2 - \vec{s}_2^2) =$$

$$\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 = \begin{cases} \frac{1}{2} (0 - \frac{3}{4}\hbar^2 - \frac{3}{4}\hbar^2) = -\frac{3}{4}\hbar^2 \\ \frac{1}{2} (2\hbar^2 - \frac{3}{4}\hbar^2 - \frac{3}{4}\hbar^2) = +\frac{1}{4}\hbar^2 \end{cases}$$

برای نوای سه گانه استار

برای نوای برداری

پس:



حال اگر همسایه خود نوادگی را ماری  $m_{up} \sim m_{down} \approx 308 \text{ MeV}$

$m_s \approx 483 \text{ MeV}$

$A \approx \left(\frac{2m_u}{\hbar}\right)^2 159 \text{ MeV}$  و همید فریب بریدید میباشی است که متداری آن ماری

در ان صورت داریم:

a)  $M_{\pi^0} = \left( 2 \times 308 + \frac{(2 \times 308)^2}{\hbar^2} 159 \times \left( \frac{-3/4 \hbar^2}{(308)^2} \right) \right) \text{ MeV}$   
 $\approx 139 \text{ MeV}$

$(M_{\pi^0})_{exp} \approx 138 \text{ MeV}$

b)  $M_{p^0} = \left( 2 \times 308 + \frac{(2 \times 308)^2}{\hbar^2} 159 \times \frac{(1/4 \hbar^2)}{(308)^2} \right) \text{ MeV}$   
 $\approx 775 \text{ MeV}$

$(M_{p^0})_{exp} \approx 776 \text{ MeV}$

Baryon Wave function

تابع موج باریونی

حالت تابع موج باریونی (تفسیر ویژه حالتی انرژی) از تقسین تابع موج فردا به مراتب سخت تر است.

دلیل اصلی این موضوع این است که باریونها از سه ذره تشکیل شده اند و برای تقسین تابع موج مربوط به ویژه حالتی انرژی لازم است بتوانیم یک مسئله ۳ ذره ای را حل کنیم (این کار سختی است حتی در فریب کلاسیک معمولاً حل تحلیلی نداریم و فقط مسئله بصورت عددی حل می شود)

با وجود این معمولاً است برای این مسئله ۲ نوع گانه زاویه ای تعریف می شود:

(۱) گانه زاویه ای مربوط به حرکت درونی ذره ۱ حول ۲

(۲) گانه زاویه ای مربوط به حرکت مداری ذره ۳ حول مرکز جرم ذره ۱ و ۲ است. (البته اگر مجموع

هم ۱ و ۲ البته از ۳ باشد).

(پس یکی هم ۱ و ۲ یک ذره با هم حل آنها در مرکز جرم آنها در نظر می گیریم)

به این ترتیب در یک سیستم ۳ ذره کوآنتومی عمل  $l$  و  $l'$  به عنوان اعداد کوآنتومی مشابه با  $T$  و  $T'$  وجود می یابند.

فرض: در ادامه برای ساختن تابع موج کل باریونی فرض می کنیم  $l = l' = 0$  است و ما فقط حالتی

غیر برانگیخته را مطالعه می کنیم؛

← با توجه به این فرض که نه زاویه ای حل فقط از اسپین حل سهم می گیرد.