

پیشگفتار

هدف این کلاس ها آشنای با فیزیک ذرات بنیادی است. در این سری کلاس ها، به حضور در چند جلسه ی اول، من تلفیقی از دید تاریخی و دید پیراسته ی پداگوژیک را بر می گیرم. گذرش تاریخی مطلق به فیزیک به طور عام و فیزیک ذرات بنیادی به طور خاص خود علی حده است که متلزم لحاظ کردن طیف و دقت تاریخ نگاری نیز هست. چنین رهیافتی مورد نظر من در این دوره از کلاس ها نیست. با این حال توصیه ی کنم در آینده بعد از آن که به قدر کافی با فیزیک ذرات آشنایی داشته باشید و شیوه های متعارف محاسبه در فیزیک ذرات را آموخته باشید، بادی تاریخی فیزیک ذرات را مرور کنید. یک مرجع مناسب برای چنین مطالعه ای کتاب زیبای زیر است:

Constructing Quarks: A sociological history
of particle physics, by Andrew Pickering

مطالعه ی مراحل تکوین تئوری های فیزیک، راهنمای برای برداشتن قدم های بعدی در تئوری سازی است. در چند جلسه ی اول من وارد فرمالیزم نخواهم شد. اما امیدوارم در آخرین دوره هم با فرمالیزم مدل استاندارد آشنا شوم (آجایی که به سادگی بتوانیم محاسبات متعارف سطح مقطع پراکنده گی و فروپاشی و ... را انجام دهیم) و هم اهمیت فیزیکی هر فرمالیزم را دریابیم و نسبت به آن شهود فیزیکی کسب کنیم. شرکت در سمینارهای هفتگی پدیده شناسی فیزیک ذرات مکمل این کلاس ها است. ترتیب مطالب ارائه شده در این کلاس ها پرتیپی خواهد بود که به نظر من باید در ذهن یک فیزیکسیت ذرات بنیادی که برای کار تحقیقی روز دانه زشته آماده شده است، اولست داشته باشد. در ترمی دست، مطالعه،

در این رشته آماده می شود اولویت داشته باشد. در نتیجه ترتیب مطالب
 لزوماً با ترتیب تاریخی کشف پدیده ها و اثبات قضایا و ... همخوانی ندارد.
 حتی، لزوماً ترتیب منطقی نیز رعایت شده است. به عبارت دیگر A نتیجه
 می دهد B را در نظر بگیرید. ممکن است B نتیجه ای باشد که باید عوارض
 در ذهن یک پژوهشگر انرژی های بالا به طور فعال باشد (حتی اگر ۳
 نصف شب ارزا از خواب بیدار گشته و از او در این باره سؤال گشته).
 در حالی که A هر چند که زیربنای B است آن قدر بی پژوهشی
 ضروری نباشد. در این صورت ممکن است روی B تأکید بیشتری داشته
 باشیم و قبل از A آن را بیان کنیم. در آخر دور A هم B و هم رابطه ای
 این دو تشریح خواهند شد. (برای امتحان آخرترم هم بر A و هم بر B
 و هم به رابطه ای این دو باید تسلط داشته باشید.)

پدیده شناسی فیزیک ذرات آبیانوسی عظیم است و من ادعای نمی کنم
 که وجب به وجب این آبیانوس عظیم را تا الحاق آن در این درس خواهیم
 پیمود. اما سعی خواهیم کرد که با نقیض کلی این آبیانوس و حدود و لغور
 آن آشنا شویم. همچنین سعی خواهیم کرد در ایام عمیق هر قسماً آن
 چه قدر است. بالاخره شنا کردن در این آبیانوس را (بخوانید کار با خنجر) از
 خواهیم آموخت هر چند غواصی و شنا در قسماً کی طوفانی آن (بخوانید
 محاسبات غیر احتمالی، محاسبات نظریه میدان در دمای غیر صفر و ...)
 مهارت کی ویژه ای می طلبد که برای مقصود این درس است.
 کسب چنین مهارت هایی و همچنین عمیق تر شدن ر "جافان" ...
 مطالب این کلاس به تدریج و در طول سالیان متدای کار پژوهشی
 و شرکت در سمینارها و ... حاصل می شود.

مقدمه:

ذرات بنیادی اجزای تشکیل دهنده ی عالم هسته که خود به اجزای سازنده تقسیم نمی شوند، الکترون و فوتون از جمله ذرات بنیادی هسته که شما همگی از زمان دبیرستان با نام آنها آشنا هستید. بنابه فیزیک استاندارد کونی (سپتامبر ۲۰۱۰) ذرات بنیادی شناخته شده از این قرارند:

(۱) **بوزون ها** که خود بر دو نوع هسته (لایپوزون ها با اسپین ۱- شامل فوتون (۰)، Z^0 ، W^+ ، W^- و هشت گلئون (۱/۲)) (ب) بوزون با اسپین صفر که هفتم نام دارد.

(۲) **فرمیون ها** فرمیون های مدل استاندارد همگی اسپین ۱/۲ دارند. فرمیون های مدل استاندارد را به دو گروه تقسیم می شود (الف) کوارک و (ب) لپتون ها. کوارک و لپتون های مدل استاندارد در جدول زیر آمده اند:

لپتون ها		کوارک ها		نسل اول:
e	ν_e	u	d	
μ	ν_μ	c	s	نسل دوم
τ	ν_τ	t	b	نسل سوم

نام این ذرات از این قرارند:

e = الکترون μ = میون τ = تائو لپتون

گاهی τ را تائون می نامند. اما من این نامگذاری را نسبتاً از ایرانی ها شنیدم یک بار در یک جمع خارجی لقمه تائون به من خندیدند!

ν_e = نوترینوی الکترون

$\nu_e =$ نوترینوی الکترون

$\nu_\mu =$ نوترینوی میون

$\nu_\tau =$ نوترینوی تائو

up-quark = u down-quark = d

charm-quark = c (اشمون) strange-quark = s (سفتی)

top-quark = t (قدیم‌ها به آن truth هم گفته‌اند) bottom = b (به آن beauty هم گفته‌اند)

ملاحظه کنید که در جدول فرم‌ها بر سه نسل تقسیم شده‌اند.
(نسل‌ها را گاهی خانواده family هم می‌نامند.) هر نسل از نظر اعداد کوانتی
شبه نسل قبل است اما جوی بالاتر دارد. به عنوان مثال، بار الکتریکی این
ذرات در جدول زیر نشان داده شده است.

ذره	نسل	بار الکتریکی
u	۱	$\frac{2}{3}$
c	۲	$\frac{2}{3}$
t	۳	$\frac{2}{3}$
d	۱	$-\frac{1}{3}$
s	۲	$-\frac{1}{3}$
b	۳	$-\frac{1}{3}$
ν_e	۱	۰
ν_μ	۲	۰
ν_τ	۳	۰
e	۱	-۱
μ	۲	-۱
τ	۳	-۱

جالب است بدانید که هر نسل باید کامل باشد و گرنه ساختار متورم

مدل استاندارد آن چنان‌که می‌شناسیم به هم می‌ریزد به عنوان مثال
اگر تنها e و ν_e وجود می‌داشت اما لورک‌های نسل اول
یعنی u و d در طبیعت وجود نداشته، تئوری مدل استاندارد دچار

اشکال می شد. در اواخر این دوره از کلاس ها به این موضوع بزرگ
در علت را توضیح می دهم. با این حال نمی دانیم چرا طبیعت بیش از
نسب از ذرات بنیادی در خود دارد! همچنین وجود نسل چهارم هنوز
یک سوال باز هست. اما شواهد غیر مستقیم وجود دارد که امکان
وجود نسل چهارم را زیر سوال می برد (هرچند بطور کامل رد نمی کند.)

جواب است بدانیه بحث وجود و یا عدم وجود نسل چهارم در این زمان درست
برعکس وضعیت بحث وجود نسل سوم در دهه ۷۰ میلادی است. اولین
عضو خانواده ی سوم یعنی τ در سال ۱۹۷۴ تا ۱۹۷۸ توسط تیمی
به رهبری پرل در SLAC کشف شد. این دهالی است که در سال
۱۹۷۳ کوبایاشی و ماسکوا، براساس شواهدی که از امتحان
به دست آمده بود، وجود نسل سوم را پیش بینی کرده بود. چگونگی این
پیش بینی را در اواسط دوره توضیح خواهیم داد. در سال ۱۹۷۷
نیز لئون لدرمن در آزمایشگاه فرمی b -quark را کشف نمود.
(لئون لدرمن در سال ۱۹۶۲ نیز موفق به کشف μ شده بود.)

شاید نام گراویتون را شنیده باشید که بنا به برخی فرضیه ها همان نقشی را برای
گراست بازی می کند که فوتون برای برهمکنش الکتر مغناطیسی بازی می کند.
البته همان گونه که می دانید هنوز تئوری گواستی مناسب و بی ایرادی
برای گراست وجود ندارد در نتیجه گراویتون را نمی توان جزو ذرات
مدل استاندارد به حساب آورد. اگر واقعاً ذره ای با ویژگی های
گراویتون در طبیعت وجود داشته باشد پس آن باید برابر با باشد.
آیا می توانید حدس بزنید چه قدر باشد؟

هادرون ها ذرات بنیادی که برهمکنش قوی دارند (یعنی لپتون ها، فوتون ها و...) می توانند به طور آزاد در محیط حضور داشته باشند. اما ذرات بنیادی ای که برهمکنش قوی دارند در محیط به طور آزادیافت نمی شوند. این ذرات همواره داخل ذرات دیگری که هادرون نام دارند محصور شده اند.

هادرون ها خود بردون ها هستند سیزده ها و باریون ها.

باریون ها اسپین نیمه صحیح دارند و سیزده ها اسپین صحیح. این بدان معناست که تعداد کوارک های داخل باریون ها فرد است اما تعداد کوارک های داخل مزون ها زوج. به این نکته بازخواهم گشت.

سبک ترین و همچنین معروفترین باریون همان پروتون است

که با p نشان داده می شود. جرم پروتون برابر است با $1.672 \times 10^{-27} \text{ kg}$ یا 938 MeV $m_p c^2$ از این به بعد جرم ها را در واحد MeV و GeV بیان خواهیم کرد.

نوترون که با n نمایش داده می شود اندکی سنگین تر است:

$$m_n - m_p \approx 1.3 \text{ MeV}$$

همواره به خاطر داشته باشید 1 GeV $m_n \approx m_p$

$$m_n - m_p \approx 1 \text{ MeV}$$

در محاسبات بعد باریون های بیشتری را معرفی خواهیم کرد.

پروتون ها و نوترون ها چنان که می دانید اجزای تشکیل دهنده هسته هستند.

nucleus = هسته
nuclei = هسته ها

n یا p = nucleon = اجزای تشکیل دهنده هسته

$$2.1 \times 10^{29} \text{ gr}$$

پروتون پایداری است: $\tau_p > 2.1 \times 10^{26}$ سال
 بسته به آن که چه چیز را می‌سنجند.

مقایسه کنید با عمر دنیا که برابر است با 13.73 Gyr!
 فکری کنید چه طوری توان در طول عمر یک آزمایش به چنین حد مشاهده‌ای دست یافت؟

درمانه:

- (۱) فرض کنید آزمایشگاهی پس از یکسال روی زمان واپاشی پروتون (معکوس آهنگ واپاشی معنی) حد 10^{31} سال می‌گذارد. به فرض آن که این آزمایشگاه از مخزن آب تشکیل شده باشد به چه قدر وزن داشته باشد؟ (ب) این آزمایش پس از دو سال چه حدی می‌تواند به دست آورد؟
- (۲) از آغاز تکون تاکنون حد اکثر چه مقدار جرم از خورشید در اثر واپاشی توانسته از دست رفته باشد. این مقدار تعاریف کنید با انرژی (E جیم) که در اثر تابشی از سطح خورشید کم شده است.

نوترون n به کس پررزن، نوترون پایدار است.

زمان واپاشی نوترون (معکوس آهنگ واپاشی) برابر است با

$$\tau_n = 885.7 \pm 0.8 \text{ sec}$$

کمتر از یک ساعت! چه طور ما هنوز زنده ایم؟

$$n \rightarrow p^+ e^- \bar{\nu}_e \quad Br(n \rightarrow p^+ e^- \bar{\nu}_e) \simeq 100\%$$

$$n \rightarrow p^+ e^- \bar{\nu}_e \gamma \quad Br(n \rightarrow p^+ e^- \bar{\nu}_e \gamma) \simeq 3 \times 10^{-3}$$

تعریف branching ratio

$$Br(A \rightarrow X) = \frac{\Gamma(A \rightarrow X)}{\Gamma_{tot}}$$

branching ratio $\equiv$ نسبت اشعاع

نسبت اشعاب $\equiv$ branching ratio

میون دکوا $\rightarrow$ تعیین کردن :

ترجمه ی decay rate = λ = $\frac{1}{\text{افند}}$ واپاشی

~~ترجمه $\rightarrow$ λ $\rightarrow$ $\frac{1}{\text{افند}}$ واپاشی~~

درحیلات بعدی با باریون های بیشتری آشنای شوم

مزدون ما

چند مورد از مزدون که حتماً باید بشناسید :

π^+	π^-	π^0	جابجایی بوزون اسپین = 0 اسپین = 0 اسپین = 0 اسپین = 1 اسپین = 1
K^+	K^-	K_s^0 K_L^0	
η			
ρ^+	ρ^-	ρ^0	
$\frac{3}{2}$			

فهرست ذرات بنیادی و خواص آنها و اطلاعات بسی بیشتر

Particle data group = PDG

قابل دسترسی در

<http://pdg.lbl.gov>

$$\pi^+ \quad m = 139.57 \text{ MeV}$$

$$\text{Mean life } \tau = 2.6 \times 10^{-8} \text{ sec}$$

I (Isospin) $\rightarrow$ $\frac{1}{2}$ (P) $\rightarrow$ 1 (0)
 $\downarrow$ $\downarrow$
 Isospin Spin

یعنی اسپین این دودره 0 است.

$$\pi^0 \quad m = 134.9766 \text{ MeV}$$

charge conjugation Parity

$$I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{-+})$$

$$I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$$

$$m_\eta = 548 \text{ MeV}$$

Peskin: $C a_p^s = b_p^s$ $C b_p^s = \bar{a}_p^s$
 We ignore possible additional phases for simplicity

$$\Phi = \dots a + \dots b^\dagger \quad C\Phi C = \Phi^\dagger$$

$$\Phi' = e^{i\alpha} \Phi \quad C\Phi' C = e^{2i\alpha} \Phi'^\dagger \quad C^2 = 1$$

suppose $C a_p^s C = \eta b_p^s$ $C b_p^s C = \eta^* \bar{a}_p^s$

$$C\Phi C = \eta \Phi^\dagger$$

$$C \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi C = - \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi \quad \eta_\gamma = -1$$

unitary

$$C \left| \begin{matrix} p_1 \sigma_1 n_1 \\ p_2 \sigma_2 n_2 \\ \vdots \end{matrix} \right\rangle = \sum_{n_1} \sum_{n_2} \dots \left| \begin{matrix} p_1 \sigma_1 n_1^c \\ p_2 \sigma_2 n_2^c \\ \vdots \end{matrix} \right\rangle$$

$$S_{p_1 \sigma_1 n_1; \dots, p_1 \sigma_1 n_1; p_2 \sigma_2 n_2; \dots} = \sum_{n_1} \sum_{n_2} \dots \sum_{n_1} \sum_{n_2} S_{p_1 \sigma_1 n_1^c; \dots, p_1 \sigma_1 n_1^c; \dots}$$

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ all neutral

$$\eta_{\pi^0} = \eta_\gamma^2 = +1$$

~~$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$~~ $Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) < 3.1 \times 10^{-8}$

$$K^+, K^- \quad I(J^P)$$

$$m_K = 494 \text{ MeV}$$

Mean life $\tau = (1.24) \times 10^{-8} \text{ sec}$



$\tau_{\frac{1}{2}}$ half-life = نيم عمر

τ mean lifetime = زمان واپاشي

$$N_t = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_{\frac{1}{2}}}$$

$$N_t = N_0 e^{-t/\tau}$$

$$t_{\frac{1}{2}} = \tau \ln 2$$

$$K^0 \quad \left\{ \begin{array}{ll} K_S & K\text{-Short} \\ K_L & K\text{-Long} \end{array} \right.$$

$$m_{K^0} = 497.614 \pm 0.024 \text{ MeV}$$

$$m_{K^0} - m_{K^{\pm}} = 3.9 \text{ MeV}$$

$$m_{K_S} - m_{K_L} \neq 0 \quad \bar{L}1 \lll m_{K_S}$$

$$= 0.5 \times 10^{10} \text{ s}^{-1} \sim 10^{-12} \text{ MeV}$$

↑
KTeV collaboration

Alavi-Harati et al, PRD (2003)

Life time

$$K_S^0 \text{ mean life } \tau = 0.89 \times 10^{-10} \text{ sec}$$

$$K_S^0 \rightarrow \begin{array}{l} \pi^0 \pi^0 \\ \pi^+ \pi^- \end{array} \quad \leftarrow \text{two-body decay}$$

$$K_L^0 \text{ mean life } \tau = 5 \times 10^{-8} \text{ sec}$$

$$K_L^0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \pi^+ e^- \bar{\nu}_e \\ \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu \end{array} \right. \quad \left(\begin{array}{c} K_{e3}^0 \\ K_{\mu 2}^0 \end{array} \right) \leftarrow \text{three-body}$$

$$\left| \begin{array}{cc} \pi^+ \mu^+ \nu_\mu & K_{\mu 3}^- \\ 3\pi^+ & \\ \pi^+ \pi^+ \pi^- & \end{array} \right. \quad \leftarrow \text{three-body decay}$$

به تدریج هرکدام از این عدد و رقم‌ها برآیند معنی‌دار خواهد شد.

$$J/\psi \quad I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$$

$$\text{Spin of } J/\psi = 1$$

$$m = 3096 \text{ MeV}$$

ی دانید چرا J/ψ چنین اسم عجیبی دارد؟

در ۱۱ نوامبر ۱۹۷۶ دواگره هرتز کشف آن را اعلام کردند:

گروه SLAC به سرپرستی Burton Richter

گروه Brookhaven به سرپرستی Samuel Ting

کشف J/ψ از جمله کشف‌هایی است که در شکل‌گیری مدل

استاندارد به کونی که ما امروزه شناسیم نقش اساسی بازی کرده.

پادماده = ضد ماده = antimatter

آیا توجه کردید که در جدول و ارقام بالا جرم π^+ دقیقاً برابر π^-

گزارش شده و جرم K^+ دقیقاً برابر K^- گزارش شده است.

برابر نهادن جرم این دو یک نکته‌ی آزمایشگاهی نیست بلکه یک نکته‌ی

تئوری است.

در واقع چنان‌که در درس نظری میدان خواهید دید و در این کلاس‌ها هم به آن

باندی خاص خواهیم پرداخت، اصول نظریه‌ی میدانی که می‌شناسیم (اصولی

مانند حقیقی بودن لاگرانژی و بقای بار) نتیجه‌ی مشاهداتی مهمی دارند:

مناظر با هر ذره ما مار Q ذره‌ی دیگری در طبیعت وجود دارد که

مناظر با هدره با بار Q ذره‌ی دیگری در طبیعت وجود دارد که
 دقیقاً همان جرم و دیگر خاص را دارد جز آن که بار آن $-Q$ است.
 اصطلاحاً گفته می‌شود این دو ذره پاد ذره‌ی همدیگر هستند.
 π^+ و π^- همچنین K^+ و K^- پاد ذره‌ی یکدیگرند برای همین جرم آنها
 باید دقیقاً برابر هم باشد.

ذره‌ی A را در نظر بگیرید. پاد ذره‌ی آن با $\bar{A}$ نمایش داده می‌شود
 به طور مثال: پاد ذره‌ی $u = \bar{u}$ ، پاد ذره‌ی $e^- = \bar{e}^+$

$\bar{e}^+ = \text{electron anti-neutrino}$

پاد ذره‌ی $p = \bar{p}$ antiproton

در این میان تنها پاد ذره‌ی الکترون است که نام خاص دارد: پوزیترون

معمولاً پوزیترون را با علامت e^+ نشان می‌دهند نه $\bar{e}$.

همچنین آنتی مین را با علامت $\bar{\mu}^+$ نمایش می‌دهند.

از نظر تاریخی π^+ و π^- همزمان یافت شده‌اند برای همین در نامگذاری

هیچکدام ارجحیت ندارند و به ترتیب π^+ و π^- خوانده

می‌شوند. همین طور K^+ و K^- و K^+ و K^-

همان طوری که گفته شد برابری دقیق جرم ذره و پاد ذره نتیجه اصل

بنیادی نظریه میدان است. از طرف دیگر چنان‌که می‌دانیم هر اندازه گیری

دقت محدودی دارد. در زیر، برابری جرم ذره و پاد ذره را از دید تجربی

و آزمایشگاهی بررسی می‌کنیم. ذره A و پاد ذره‌ی آن را در نظر بگیرید.

فرض کنید جرم هر دوی این ذرات اندازه گرفته شده و نتیجه به صورت
 زیر گزارش شده است:

$$A_{\text{جرم}} = m_A \pm \Delta m_A$$

$$\bar{A}_{\text{جرم}} = m_{\bar{A}} \pm \Delta m_{\bar{A}}$$

$$\bar{A} = m_A \pm \Delta m_A$$

در مورد تمام ذرات و یاد ذراتی که تاکنون اندازه گیری در مورد آنها صورت گرفته است

$$|m_{\bar{A}} - m_A| < \sqrt{(\Delta m_{\bar{A}})^2 + (\Delta m_A)^2}$$

از قضایای نظریه میدان انتظار داریم که با بهتر شدن دقت آزمایشی

(به عبارت دیگر با کوچک تر شدن سمت راست نامساوی) این

رابطه ی نامساوی همچنان برقرار بماند اگر در آینده دقت بالا برود

و مشخص شود که

$$|m_{\bar{A}} - m_A| > \sqrt{(\Delta m_{\bar{A}})^2 + (\Delta m_A)^2}$$

انقلابی در فیزیک رخ می دهد. به نظر شما اگر چنین مشاهده ای شود

چه نتیجه ای می توان گرفت؟

در اینجا باید بر چند نکته تأکید کرد:

(۱) دیراک معادله ی معروف خود را [معادله ی $\psi = (m - \gamma)(\psi)$]

را در سال ۱۹۲۷ فرمول بندی کرد. چنان که در درس نظریه میدان

خواهید دید، معادله دیراک جواب هایی با انرژی منفی نیز دارد. در ابتدا

تعبیر چنین حالتی با انرژی منفی جای سؤال بود. دیراک تعبیری را ارائه

کرد که هر چند اکنون تعبیری منسوخ است اما به علت زیبایی و خیال انگیز

بودن هنوز فراموش نشده است. به تعبیر او دریایی بی کران از الکترون ها با

انرژی منفی وجود دارد. اگر یکی از این ذرات انرژی بپذیرد، جای خالی آن

مانند یک الکترون با همان جرم ولی با انرژی و بار مثبت عمل می کند.

ابتدا دیراک در نظریات پروتون ها چنین تعبیر کنه اما چنان

که می دانید جرم پروتون حدود ۲۰۰۰ مرتبه بزرگتر است در نتیجه این

تعبیر کار نمی کند. در سال ۱۹۳۱ اندرسون پوزیترون را کشف نمود

جالب است که بدانید که در همین سال، هایزنبرگ تعبیر هفزه و آلترن را برای توصیف نیه رسانا به کار برد. این مفهوم در بین فیزیک‌پیشگان ماده چندان همکاربرد دارد. اما تعبیر دیای انرژی منی در یک مسوخ شده است. در دهه‌ی چهل فاینمن و استاکلبرگ تعبیر مدرن پادماده را اراذ دادند. در سال ۱۹۵۵، آنتی پروتون، $\bar{p}$ ، توسط Segre و Chamberlin در آزمایشگاه Bevatron واقع در دانشگاه برکلی کشف شد.

(دقت کنید که Bevatron $(\text{Billions of eV synchrotron})$ با پاترون فرق می‌کند. پاترون نوع خاصی از شتابنده‌ی آلترون است که آلترون را حد اکثر تا انرژی 300 MeV می‌تواند شتاب دهد. بدینست به خاطر داشته باشید که پاترون در آکدولوزی در هم کاربرد دارد. اما پواترون یک اسم خاص است. پواترون شتابری در برکلی بود که پاترون را رستابی داد. سال ۲۰۱۱) پواترون انیان برداشته شد.

(۲) منظور از تبار اینجا لزوماً بار الکتریکی نیست بلکه هرگونه عدد کوانتی باشد است که ساطع باید تعارن پیوسته باشد چنان که خواهیم دید به هر تعارن پیوسته می‌توان یک بار نسبت داد. ذره‌ی نوترون (n) را در نظر بگیرید که از لحاظ بار الکتریکی چنان کمی داند حتی است. اما چنان که خواهیم دید به این ذره می‌توان بار پایداری دلی نسبت داد که عدد بار پایداری نام دارد. در نیم ساطع پاترون بله ذره‌ی دلی وجود داشته باشد با همان جرم اما عدد بار پایداری مخالف. همان طوری که می‌دانید نوترون در سال ۱۹۳۲ و توسط چادویک شناسایی شد. کشف پاترون

n بهار ۱۳۵۱ (پس از یک سال بعد از اسی پرومپ) در پرتون متوسط

پوس کرگ آفاق امار.

دقت کنید که یک ذره می تواند بیش از یک نوع بار داشته باشد. مثلاً

پروتون هم بار الکتریکی دارد و هم بار باریونی. بار الکتریکی و باریونی
آنچه پروتون هردو منفی بارهای متناظر پروتون هستند.

(۳) جهان پیرامون ما از ماده (پروتون و نوترون و الکترون) ساخته و مقدار

پادماده (آنچه پروتون و آنچه نوترون و پزیترون) آن کم است. علت این

می توانی بین ماده و پادماده از سوالات حل شده ی فیزیک و موضوع
دانغ پژوهش است.

(۴) اگر پزیترون با الکترون برخورد کند، هردو از بین می روند و دو فوتون

تولید می شود:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$$

آیا می توانید حدس بزنید انرژی فوتون ها از چه مرتبه ای باید باشد؟

.....

(۵) نه تنها فرمون های بیادی هر کدام پاد ذره دارند ($\bar{u} \leftarrow u$, $\bar{d} \leftarrow d$)

$\bar{e} \leftarrow e$, $\bar{\nu}_e \leftarrow \nu_e$ بلکه ذراتی که از ترکیب این ذرات بوجود می آیند

هم باید پاد ذره داشته باشند: $\bar{\pi}^+ \leftarrow \pi^-$, $\bar{p} \leftarrow p$, $\bar{n} \leftarrow n$

و ...

جرم این ترکیبات هم از اجزای تشکیل دهنده سهم می گیرند هم از انرژی

همبستگی ذرات. جرم ذرات ترکیبی مانند π و p و n نیز باید دقیقاً

برابر جرم پاد ذره ی متناظر باشند. از ترکیب $\bar{p}$ و e^+ می توان اتم

پادهیدروژن ساخت. اولین بار این اتم در سال ۱۹۹۵ در آلمان

LEAR واقع در CERN ساخته شده است. انتظار داریم ترازهای

انرژی اتم پادهدید رزون مشابه رازهای انرژی اتم هیدروژن باشد. هاینز
 از این برابری، پایه‌های اساسی نظریه میدان را دچار لرزل خواهد کرد.
 با توجه به اهمیت چنین آزمایشی فکری کنید که دلیل چنین نوعی درانجام
 آزمایش چه بوده است؟ چرا بلافاصله پس از تولید در سال ۱۹۵۵
 به فکر ساختن اتم پادهدید رزون نیامادند؟

جرم‌های ذرات بنیادی

می‌دانید کدام یک از ذرات بنیادی بی‌جرم هستند؟

جواب: فوتون، گلوئون

همان‌گونه که حتماً شنیده‌اید و فراموش نکنید که بعد از آن مطالعه
 خواهیم کرد. فوتون و گلوئون ذرات واسطه برهمکنش‌های الکترومغناطیسی
 و قوی هستند.

بنابراین میدان الکتریکی و دزد را دار نقطه‌ای چنان که می‌دانید به صورت
 $\frac{1}{r}$ کم می‌شود. اگر ذره واسطه جرم دارد وجود نیرو کوتاه‌مدت
 و به صورت $\frac{e^{-mr}}{r}$ کم می‌شود که در آن m جرم ذره واسطه است.
 همان طوری می‌دانید نیروی ضعیف کوتاه برداشت بنابراین $W^{\pm}$
 و Z که ذرات واسطه این نیرو هستند باید جرم داشته باشند.

$$m_Z = 91 \text{ GeV}$$

$$m_{W^{\pm}} = 80 \text{ GeV}$$

بُرد نیروی ضعیف را تخمین بزنید.

شان دهید درواحد‌های طبیعی ($\hbar = c = 1$)

$$1 = 197 \text{ MeV fm} \quad \left(\text{fm} = 10^{-13} \text{ cm} \right)$$

$$\lambda = 197 \text{ fm} \quad \left(\text{fm} = 10^{-13} \text{ cm} \right)$$

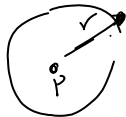
این رابطه باید همواره در ذهن شما باشد.

سین جواب سؤال :

$$\lambda \sim \frac{1}{m} \sim \frac{1}{100 \text{ GeV}} \sim 2 \times 10^{-16} \text{ cm}$$

پد نیروی هسته

تعیین کنید با ابعاد اتم مدیم :



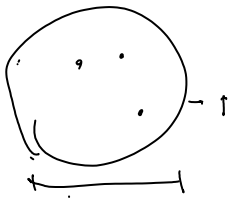
$$\langle r \rangle = 1 \text{ Å} \sim 10^{-8} \text{ cm} \quad (\text{eV}^{-1})$$



با ابعاد هسته سب ^{208}Pb

$$10^{-12} \text{ cm} \quad (\text{MeV}^{-1})$$

یا ابعاد پروتون



$$10^{-13} \text{ cm} \quad (\text{GeV}^{-1})$$

سؤال : با این که ذره ی واسطه نیروی قوی یچم است چرا در ابعاد

فرا هسته ای با این نیرو سروکار نداریم ؟ (همان طور که می دانید نیروی

شیمیایی و نیروی ماهیچه و ... همه ریشه نیروی الکتریکی و مغناطیسی دارند.

ما در ابعاد ماکروسکوپی تنها با نیروی الکتریکی و مغناطیسی و گرانش

سروکار داریم.)

برای پاسخ تری به این سؤال اجازه دهید اندکی الکتریکی و مغناطیسی بگوئیم

را مرور کنیم . ذره ای با بار q را در نظر بگیرید که در مبدأ دستگاه

مختصات قرار دارد . پتانسیل الکتریکی با فاصله به صورت زیر کم می شود :

$$V \propto \frac{q}{r}$$

حال دوزخه بابا و q - راد نظر بگیرد که با فاصله $\vec{a}$ از یکدیگر قرار دارند:

رفتار پتانسیل الکتریکی به این صورت است
(به جای $\vec{a}$ و $\vec{r}$)

$$V \propto \frac{d \cdot \vec{r}}{r^3}$$

که در آن $d = q \vec{a}$ نابالین در هر جهت شعاعی

امت پتانسیل (و دینامیک) با فاصله در مورد دوقطبی سریع تر از تک قطبی است. در واقع بارهای مثبت و منفی اثر یکدیگر را کم و کسبه. اگر دقیقاً روی هم قرار بگیرند ($a=0$) اثر صفر خواهد بود. علت آن که ما در ابعاد ماکرو سکوپیک اثری از نیروی قوی نمی بینیم پدیده ای مشابه است. البته برهمکنش قوی پیچیده تر از برهمکنش الکترومغناطیسی است. برهمکنش توسط خاصیتی که به رنگ معروف است داده می شود. برای همین به برهمکنش قوی کرومودینامیک هم اطلاق می شود. نکته در اینجا است که اجزای تشکیل دهنده ی $\bar{u}$ درون ها (باریون ها و مزون ها) در حالاتی هستند که $\bar{u}$ درون بی رنگ است. البته نوکلئون های سزده ی هر هسته با این که هر کدام بی رنگ هستند با برهمکنش قوی کنار هم نگاه داشته شده اند (در غیر این صورت نیروی دافعه ی بین پروتون هلی هسته، هسته را متلاشی می نمود). ماجرا شبیه همان معجزه دوقطبی است با آن که با خاصیت دوقطبی صفر است اما باز هم دوقطبی الکتریکی می تواند برهمکنش الکتریکی داشته باشد ولی

ا بردی کوتا هتر. در مورد هسته ها هم اتفاق مشابه (البته بسیار

پیچیده تر) می افتد. نوکلئون های هسته هر چند حالت بی رنگی می سازند

اما باز هم با هم برهمکنش قوی دارند. ولی برداین برهمکنش آن قدر
سخت که برای توصیف هسته ای مجاور در شکلی یک فلز مهم باشد.
در فاصله بین هسته؟ در جابدهایی که می شناسیم برهمکنش قوی
قابل صرف نظر کردن است

حال به سراغ فوین های مدل استاندارد برویم. ابتدا لیون های باردار را مورد
بحث قرار می دهیم:

ذره	جرم	عمر متوسط
e^-	0.511 MeV	$> 4.6 \times 10^{26} \text{ yr}$
μ^-	105.6 MeV	$2 \times 10^{-6} \text{ sec}$
τ^-	1.776 GeV	$3 \times 10^{-13} \text{ sec}$

دقت کنید که با آن که برهمکنش های e^- با تمام γ و γ ، الکترون
پایدار است ($\tau > 4 \times 10^{26} \text{ yr}$) اما μ^- و τ^- سریعاً واپاشی می کنند.
علت چیست؟

قانون بقای انرژی مومنوم $\rightarrow$ هر ذره می تواند نهایت ذرت سبکتر از خود
واپاشی کند. چون ذره ی باردار سبک تر از e^- نداریم و از طرف دیگر بار
الکتریکی پایسته است، الکترون پایدار می ماند. دوقایع الکترون چیزی
پیدایشی که که آن واپاشی کند (سؤال: ...)

آیا امکان ذره باردار آزاد سبک تر از الکترون در طبیعت وجود داشته و می
ماند الکترون از وجود آن بی خبر بوده باشیم؟! جواب منفی است اما الکترون باید
دیوار آن بحث کرد.

مدعی واپاشی میون

مد واپاشی اصلی

$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ $\mu^- \rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu$ $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

$$\text{مستقیم} : \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \quad Br(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) \approx 100\% \quad 98.6\%$$

$$\text{radiative mode} : \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma \quad Br(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma) \approx 1.4\%$$

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu e^+ e^- \quad Br(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu e^+ e^-) \approx 3 \times 10^{-5}$$

مطابق که مشاهده شده اند

$$Br(\mu^- \rightarrow e^- \gamma) < 5.7 \times 10^{-13}$$

حدی بسیار مهم در شکل گیری مدل استاندارد به شکلی کمی شناسیم

(جریان راه مدل سازی و رای مدل استاندارد)

محاسبه ی آلفا وایلی هر مداری ایزوم (باناکیه بزرگ بهر دو اول)

نام ؟ مهم هستند

وایلی ح

$$\left. \begin{array}{l} Br(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) \approx 25\% \\ Br(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \approx 20\% \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{leptonic} \\ \text{decay modes} \end{array}$$

$$Br(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-) \approx 11\% \quad - \text{hadronic decay modes}$$

نوترینوها

$$m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV} \quad \leftarrow \text{Mainz}$$

اما شواهدات اخیر نشان می دهد جرم نوترینوها غیر صفر است.

در چهار جرم مدل استاندارد قدیم، جرم نوترینوها صفر بود.

اما از سال ۱۹۹۸ شکی باقی نمانده که جرم نوترینوها (حداقل دوتا

از آنها باید غیر صفر باشد.

کوارک ها

کوارک ها با بار $\frac{2}{3}$

ذره	جرم
u	$1.5 - 3.3 \text{ MeV}$
c	$1.27^{+0.07}_{-0.11} \text{ GeV}$
t	$171.2 \pm 2.1 \text{ GeV}$

کوارک‌ها: بار $\frac{1}{3}$ -

ذره	جرم
d	$3.5 - 6 \text{ MeV}$
s	$104^{+26}_{-39} \text{ MeV}$
b	$4.2^{+0.17}_{-0.07} \text{ GeV}$

ترتیب جرم‌ها

$$m_t \gg m_b \gg m_c \sim m_s \gg m_d \gg m_u \gg m_e \gg m_\nu$$

دقت کنید که جرم کوارک‌ها به درستی دانسته نیست. عدم قطعیت بزرگی

در تعیین جرم کوارک‌ها هست. علت آن است که ما کوارک آزاد در

طبیعت نمی‌توانیم داشته باشیم. کوارک‌ها تنها در درون هادرون‌ها

یافت می‌شود. جرم هادرون‌ها را به دقت خوبی می‌توان اندازه گرفت

اما استخراج جرم کوارک‌ها از روی جرم هادرون‌ها نیازمند به محاسبات

پیچیده‌ی غیراضدادی است که هنوز بهر باهمه‌ی ابر کامپیوترهای

از انجام آن عاجز است. دقت کنید، علی‌الاصول با توجه به آن که نوع به روش

کوارک‌ها را گلوئون‌ها و فوتون‌ها را داریم علی‌الاصول می‌توان جرم

هادرون‌ها را حساب کرد. (و یا معلوم آن از جرم هادرون‌ها جرم کوارک‌ها

را استخراج نمود) فنریک جدیدی در کار نیست اما این محاسب

به علت دشوار بودن قابل انجام نیست. برای عملی ساختن چنین

محاسباتی دست به تکنیک‌های مختلف‌ی زنده مانند مدل سازی

یا محاسبات شبکه (Lattice gauge theory) هرکدام از آنها

به هدف تحقق این است که در درون هادرون‌ها کوارک‌ها را به دقت

موضوع تحقیقی است. بررسی این روش و تکنیک خارج از حوصله و وقت این درس است (و همچنین تخصص این جانب)

ملاحظه کنید که در جدول بالا با بالا رفتن جرم دت بی اندازه گیری جرم بالای رود اما ندقت مطلق. آیا ی تاونیه علت را توضیح دهید؟

اجزای تشکیل دهنده ی ذرات ها

فکرمی کنم تاکنون شنیده باشید که نوترون از ddu تشکیل شده است و پرتون از uud . این ترکیبات را داخل بسپارید. اگر روزی فراموش کردید که ddu نوترون است یا پرتون چگونه ی تاونیه شد خود را در طرف سازید؟

با این حال این اعداد که پرتون برابر است با uud یا نوترون برابر است با ddu اعدادی درستی است.

یادآوری می کنم که جرم نوترون حدود 1.67×10^{-27} است در حالی که جرم u و d کمتر از 938 MeV باشد. بگویید باقی جرم نوترون از انرژی همبستگی می آید. اما به خاطر داشته باشید که انرژی همبستگی منفی باید باشد! در واقع ساختار پرتون و نوترون و دیگر ذرات درون جابجایی، تراست. درست تر آن است که بگوییم کوارک های والاس پرتون uud کوارک های والاس نوترون ddu هستند. کوارک های والاسی اعداد کوانتومی ذرات را معین می کند. به عنوان مثال بار الکتریکی پرتون $(\frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3})$ برابر است با مجموع بارهای سه کوارک والاسی آن $(\frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3})$

$$\left(\frac{2}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} = 0 \right)$$

$\uparrow \quad \uparrow \quad \uparrow$
 $q_1 \quad q_2 \quad q_3$

اما علاوه بر کوارک های والاسی در داخل هادرون ها گلوئون ها و

دریابی از کوارک ها و آنتی کوارک ها وجود دارند که هر کدام به جرم ذرات درون

سببی در مورد وی نور - ریزش در سراسر جهان

سهمی دهند. اندازه گیری ساختار پرتون پروتوهای است که از چند دهه

قبل آغاز شد، و هنوز در جریان است. هم‌اکنون آزمایش COMPASS

در CERN به اندازه گیری سهم‌های اجزای تشکیل دهنده پرتون به

اسپین آن‌ها می‌پردازد. هم از لحاظ نوری و هم از لحاظ آزمایشگاهی

چنین مطالعاتی از جمله موضوعات تحقیقاتی روز است

به نوع‌های $u\bar{u}$ ، $d\bar{d}$ و $s\bar{s}$ که در درون پرتون (علاوه

بر کوارک‌های والانس وجود دارند) کوارک‌های دریا (sea quarks)

اطلاق می‌شود.

کوارک‌های سازنده می‌شوند

$$u\bar{u} \leftarrow \pi^0, \quad d\bar{d} \leftarrow \pi^0, \quad s\bar{s} \leftarrow \pi^0$$

$$\pi^0 = \frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}$$

$$\eta : C_1 (u\bar{u} + d\bar{d}) + C_2 s\bar{s}$$

$$K^+ : u\bar{s} \quad K^- : \bar{u}s \quad K^0 : d\bar{s} \quad \bar{K}^0 : \bar{d}s$$

چنان‌که اواخر درس خواهیم دید K_L^0 و K_S^0 ترکیبات خطی K و $\bar{K}$ هستند:

$$\begin{aligned} |K_S\rangle &\approx \frac{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} \\ |K_L\rangle &\approx \frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

هستند:

بالخره

$$J/\psi \quad c\bar{c}$$

$$m_{J/\psi} = 3.096 \text{ GeV}$$

قانون پایستگی انرژی - تکانه

وایستی $A \rightarrow B + C$ را در دستگاه سکون A در نظر بگیرید. حدسی زیر

طیف انرژی B یا C به چه شکل باشد؟

انرژی های ممکن B را به دست آورید

$$A: (m_A, 0, 0, 0)$$

$$B: (\sqrt{k^2 + m_B^2}, 0, 0, k)$$

$$C: (\sqrt{k^2 + m_C^2}, 0, 0, -k)$$

$$m_A = \sqrt{k^2 + m_B^2} + \sqrt{k^2 + m_C^2} > m_B + m_C$$

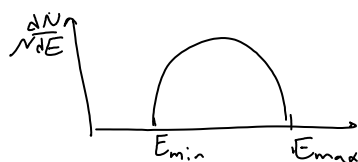
$$k^2 + m_C^2 = (m_A - \sqrt{k^2 + m_B^2})^2$$

$$k = \sqrt{\frac{(m_A + m_B + m_C)(m_A + m_B - m_C)(m_A - m_B + m_C)(m_A - m_B - m_C)}{4m_A^2}}$$

$$\text{اگر } m_B, m_C \ll m_A \Rightarrow k = \frac{m_A}{2}$$

* واپاشی $A \rightarrow B + C + D$ در دستگاه A در نظر بگیرید. بیشترین و کمترین مقدار انرژی که B می تواند داشته باشد چه قدر است؟ وقتی انرژی B برابر E_B باشد، بیشینه و کمینه انرژی C و D چیست؟

طیف B در یک واپاشی سه ذره ای دیگر تکرت سیت بلکه پیوسته



ی باشد

* فرض کنید A در دستگاه خود B و C به طور همسانگرد واپاشی می کند. طیف ذره ای B را در دستگاهی که A در آن با سرعت v حرکت می کند، بیابید.

تعارف ها در فیزیک

همان طوری که می دانید تعارف ها ابزاری بسیار قوی برای مطالعه در شاخه ای

مختلف فیزیک هستند. تعارف ها در فهم طبیعت، مدل سازی و حل مسائل

را همگشت هستند. - تقارن‌هایی که برای مایخلی ملوس هستند همان تقارن انتقالی
 در فضا، زمان و تقارن دورانی است. همان طوری که می‌دانید قوانین فیزیک تحت
 تبدیلات لورنتس هم باید ناورد باشند. - تقارن تحت تبدیلات پوانکاره (انتقال
 دوران و تبدیلات خیزه) ، تقارن های فضا- زمان هستند:

$$\begin{pmatrix} t' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \Lambda \begin{pmatrix} t \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

$$\Lambda \text{ برای خیزه درجه } z = \begin{bmatrix} \gamma & 0 & 0 & \gamma v \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma v & 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix}$$

$$\Lambda \text{ دوران در صفحه } x-y = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \sin\theta & 0 \\ 0 & -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

برای آن که نظریه میدانی بنویسیم که تحت تبدیلات لورنتس ناورد باشند، میدان‌هایی که
 ذرات را توصیف می‌کنند باید دارای همی‌گی جبر پوانکاره باشند. یعنی تحت تبدیل
 لورنتس به گونه‌ای خاص رسته تبدیل شوند.

ذرات مدل استاندارد همان طوری که دیدیم از نظر اسپین به سه دسته اند:

۱) ذره با اسپین برابر صفر یا همان هیگز؛

۲) ذرات با اسپین 1/2؛

۳) ذرات با اسپین 1.

هرکدام از این ذرات با جرم و اسپین مشخصی توانسته بامیدانی که تحت تبدیلات
 لورنتس به صورت خاصی تبدیلی شوند توصیف شوند. این امکان اتفاقی نیست
 به زبان نظریه گروه تبدیلات لورنتس (خیزه + دوران) در (casimir)
 دارند: جرم و اسپین. این باعث رابطه طرد صق تردد نظریه میدان مرور
 خواهد شد. اما برای ادامه بحث آشلی اولیه زیر با این میدان لازم
 است.

ذرات با اسپین صفر با میدان اسکالر $\varphi(x)$ که تحت تبدیلات

لورنتس به طور بدیهی تبدیل می شود توصیف می گردد.

$$\varphi(x) \xrightarrow{\text{تبدیلات لورنتس}} \varphi(\Lambda x)$$

ذرات با اسپین 1 با میدان های برداری $V_\mu(x)$ توصیف می شود که تحت

تبدیلات لورنتس زیر تبدیل می شود

$$V_\mu(x) \\ \mu = 0, 1, 2, 3$$

$$V_\mu(x) \xrightarrow{\text{تبدیلات لورنتس}} \Lambda_\mu^\nu V_\nu(\Lambda x)$$

ذرات با اسپین 3/2 با اسپینور چهارتایی توصیف می شوند:

$$\psi(x) = \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{bmatrix} \quad \text{تحت تبدیلات لورنتس این چهاردلف با یک مایس}$$

$$\psi(x) \rightarrow D \psi(\Lambda x) \quad \text{به هم تبدیل می شوند:}$$

رابطی D با Λ جداً مفصلاً برری خواهد شد. مایس تبدیل لورنتس

تبدیلاتی که تاکنون از آنها نام بردیم همگی تقارن های پیوسته بوده. به این معنی که

این تبدیلات با پارامتری توصیف می شوند که مقادیر پیوسته ای می گیرند.

$$x^\mu \rightarrow x^\mu + \alpha^\mu \quad \text{تبدیل انتقال:}$$

پارامتر پیوسته

$$\theta \in (0, 2\pi) \quad \begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \quad \text{تبدیل دوران}$$

$$\begin{bmatrix} t' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} & \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} & \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t \\ z \end{bmatrix} \quad \text{تبدیل غیر (boost)}$$

$$0 \leq |\beta| < 1$$

همان طوری که به زودی خواهیم دید به تقارن های پیوسته می توان یک

جریان نسبت داد (جریان نوتر) $j^\mu(x)$ به گونه ای که شرط

بایستگی ارضاء شود $\partial_\mu j^\mu = 0$. در نتیجه بارمساناظرینی

$$Q = \int_V \rho d^3x \quad \text{باستفاده می‌ماند:} \quad \frac{dQ}{dt} = 0$$

علاوه بر تعادل های پیوسته ، در طبیعت تعادل های گسسته نیز داریم که نمی توان
 به آنها پارامتر پیوسته ای نسبت داد. یک مثال از این تعادل همان بارنه یا
 وارونی فضا است.

$$\begin{cases} x' \rightarrow x \\ x^i \rightarrow -x^i \end{cases}$$

به الکترومغناطیس کلاسیک بازگردیم.

نیروی الکتریکی

$$\vec{E} \propto \frac{q \vec{r}}{r^3}$$

$$\vec{F} = q' \vec{E}$$

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r} \quad \vec{F} \rightarrow -\vec{F}$$

نیروی مغناطیسی

$$\vec{B} \propto \frac{q \vec{v} \times \vec{r}}{r^3}$$

$$\left. \begin{array}{l} \vec{v} \rightarrow -\vec{v} \\ \vec{r} \rightarrow -\vec{r} \end{array} \right\} \Rightarrow \vec{B} \rightarrow \vec{B}$$

$$\vec{F} = q' \vec{v}' \times \vec{B}$$

$$\vec{v}' \rightarrow -\vec{v}' \quad \vec{F} \rightarrow -\vec{F}$$

الکترومغناطیس تحت تعادل وارونی فضا نادره است.

در چارچوب نظریه میدان هم همچنان که خواهیم دید در بخش های الکترومغناطیسی

در چارچوب نظریه میدان هم همچنان که خواهیم دید بر مبنای الکترومغناطی
تحت تعادل و در فضای یابریه ناوردا هستند.
یادآوری از **درس** تکلیف خوانستی

سیستم دوزره‌ای



$$\vec{r}_A = \vec{r}_{C.o.m} + \vec{r} \frac{m_B}{m_A + m_B}$$

$$\vec{r}_B = \vec{r}_{C.o.m} - \frac{\vec{r} m_A}{m_A + m_B}$$

$$\vec{r} = (r, \theta, \varphi)$$

$$\sum_{l,m} Y_{lm}(\theta, \varphi) a_{lm}(r)$$

کلی‌ترین حالت

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) \propto P_l^m(\theta) e^{im\varphi}$$

گسیل روج

$$Y_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$$

$$Y_{1,1} = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} e^{i\varphi} \sin\theta$$

$$Y_{1,0} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos\theta$$

$$Y_{2,2} = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} e^{2i\varphi} \sin^2\theta$$

$$Y_{2,1} = -\sqrt{\frac{15}{8\pi}} e^{i\varphi} \sin\theta \cos\theta$$

$$Y_{2,0} = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3\cos^2\theta - 1)$$

مارونی منضاً میا پارینه

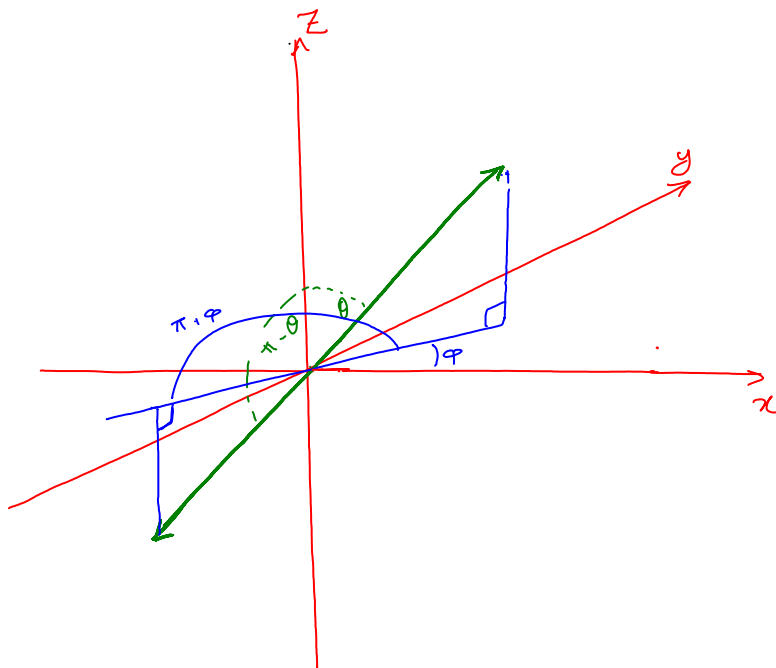
$$\vec{r} \xrightarrow{\text{پارینه}} -\vec{r}$$

به عبارت دیگر

$$\vec{r} = (r, \theta, \varphi) \xrightarrow{\text{پارینه}} (r, \pi - \theta, \varphi + \pi)$$

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) \xrightarrow{\text{پارینه}} Y_{lm}(\pi - \theta, \varphi + \pi) = (-1)^l Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

↑
مستقل از m



پارینه ی ذاتی

میدان اسکالر $\varphi_1(x)$ و $\varphi_2(x)$ در نظر بگیرید که تحت تبدیل پارینه به صورت های زیر تبدیل می شوند:

$$\varphi_1(t, \vec{x}) \xrightarrow{\text{پارینه}} \varphi_1(t, -\vec{x})$$

$$\varphi_2(t, \vec{x}) \xrightarrow{\text{پارینه}} -\varphi_2(t, -\vec{x})$$

اصطلاحاً گفته می شود φ_1 تحت پارینه زوج و φ_2 تحت پارینه فرد

است. زوج (= even) فرد (= odd)

ذوی اسکالر با پارتیه زوج $\rightarrow$ scalar
 $\sim \sim \sim$ فرد $\rightarrow$ pseudoscalar

آیا هر میدان اسکالری باید تحت پارتیه زوج یا فرد باشد؟!

جواب: منی

مثال نقض
 پارتیه‌ی مستحق ندارد $\rightarrow$

$$\varphi_3 = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{\sqrt{2}}$$

اما با توجه به این که برهمکنش قوی و الکترو دینامیک هر دو تحت پارتیه ناوردا هستند، تعریف حالت φ با پارتیه‌ی زوج و فرد قابل درک است. برهمکنش ضعیف همچنان که خواهیم دید تحت پارتیه ناوردا نیست ولی همان طوری که در جلسه‌ی گذشته دیدیم، در شکل‌گیری φ درون φ برهمکنش ضعیف خیلی نقش ندارد. به خاطر دارید علت چه بود؟

به تقریب حزبی می‌توان گفت مزون‌ها و باریون‌ها ویژه حالات φ میلیونی الکترومغناطیس به اندازه‌ی برهمکنش قوی هستند.

$$H_{tot} = H_{color} + H_{EM}$$

$$H_{tot} |hadron\rangle = m_{hadron} |hadron\rangle$$

البته برهمکنش الکتروضعیف هم به جرم φ درون‌ها سهمی دهد، اما این سهم بسیار کوچکتر جرم φ درون است و می‌توان آن را به صورت اغلال در نظر گرفت.

$$\left(\begin{aligned} m_{K_L} &\simeq m_{K_S} = 497.614 \pm 0.024 \text{ MeV} \\ |m_{K_L} - m_{K_S}| &= (3.522 \pm 0.016) \times 10^{-12} \text{ MeV} \end{aligned} \right)$$

این تصحیح چنان که خواهیم دید از برهمکنش الکتروضعیف می‌آید

عملگر پاریته را با $\mathbb{P}$ نمایش می‌دهیم. نامردابی برهمکنش کرومودینامیک و برهمکنش الکترودینامیک تحت پاریته به این معناست که

$$[P, H_{tot}] = 0$$

$$\mathbb{P}^2 = 1 \quad \text{از نظریه دیر}$$

همان طوری که از درس مکانیک کوانتومی به خاطر داریم، اگر دو عملگر با هم جابجایی شوند، ویژه حالات مشترکی خواهند داشت. اجازه بدهیم اثبات را یادآوری کنیم.

فرض کنید وقتی عملگر $\mathbb{P}$ روی حالت هادرونی $|Hadron\rangle$ عمل می‌کند

حالت $|\psi\rangle$ حاصل می‌شود. $|Hadron\rangle$ ویژه حالت H_{tot} است.

جابجایی $[H_{tot}, \mathbb{P}] = 0$ نتیجه می‌دهد که $|\psi\rangle$ نیز ویژه حالت H_{tot} است.

$$(H_{tot} \mathbb{P} - \mathbb{P} H_{tot}) |hadron\rangle = 0$$

یا

$$H_{tot} |\psi\rangle = m_{hadron} |\psi\rangle$$

بنابراین $|\psi\rangle$ هم ویژه حالت H_{tot} است با همان ویژه مقدار برابر

ویژه مقدار حالت $|hadron\rangle$. اگر طیف H_{tot} تپه‌گن نباشد $|hadron\rangle$

لزوماً مناسب با $|\psi\rangle$ است و این به آن معنی است که m_{hadron} ها همگی ویژه

حالات پاریته نیز هستند. به نتیجه به این که $\mathbb{P}^2 = 1$

$$\mathbb{P} |\psi\rangle = (-1)^p |\psi\rangle$$

که در آن $p=0$ یا $p=1$. اگر $p=0$ پاریته زوج و در غیرین صورت پاریته

فرد است.

اگر طیف تپه‌گن باشد باز هم می‌توان به چنین نتیجه‌ای رسید:

$$\mathbb{P} |\psi\rangle = - |\psi\rangle \quad \text{فرض کنید}$$

وی سی

$$P|\psi_1\rangle = |\psi_2\rangle$$

$$H_{tot}|\psi_1\rangle = m_{hadron}|\psi_1\rangle \quad \text{بگرنای که}$$

$$H_{tot}|\psi_2\rangle = m_{hadron}|\psi_2\rangle$$

$$L1 \quad |\psi_2\rangle \neq |\psi_1\rangle$$

$$P|\psi_2\rangle = |\psi_1\rangle \quad P^2 = 1 \quad \text{در این صورت با توجه به این که}$$

$$|\chi_1\rangle \equiv \frac{|\psi_1\rangle + |\psi_2\rangle}{\sqrt{2}}, \quad |\chi_2\rangle \equiv \frac{|\psi_1\rangle - |\psi_2\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$\begin{cases} H_{tot}|\chi_1\rangle = m_{hadron}|\chi_1\rangle & P|\chi_1\rangle = |\chi_1\rangle \\ H_{tot}|\chi_2\rangle = m_{hadron}|\chi_2\rangle & P|\chi_2\rangle = -|\chi_2\rangle \end{cases}$$

آرپی‌خاطر داشته باشید در PDG هر hadron چینی

$$I^G(J^{PC}) = \dots \quad \text{اطلاعی در کنار خود دارد:} \quad \dots I^G(J^P) \quad \text{و یا}$$

همان گونه که در حلقه گذشته به آن اشاره شد P پاریته‌ی نه است. بحث بالامشان می‌دهد که تعریف پاریته برای ذرات هاسمی دار است.

رنگار اکتارها تحت تعارن و ارفی فضا زبری کریم و دیدیم که ویژه حالات پاریته $(P\phi = \phi \text{ و } P\phi = -\phi)$ به دلیل طبیعت نیروی کرومونیکی و الکتریکی از اهمیت خاصی برخوردار هستند. مشابه همین بحث در مورد میدان‌های برداری هم کاربرد دارد. دوتای میدان برداری مورد توجه خاص هستند.

$$\textcircled{1} \begin{cases} V^0(t, \vec{x}) \xrightarrow{\text{پاریته}} V^0(t, -\vec{x}) \\ V^i(t, \vec{x}) \xrightarrow{\text{پاریته}} -V^i(t, -\vec{x}) \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{بردار معمولی} \\ \text{Vector} \end{array}$$

$$(2) \begin{cases} A^0(t, \vec{x}) \xrightarrow{\text{پارته}} -A^0(t, -\vec{x}) & \text{pseudovector} \\ A^i(t, \vec{x}) \xrightarrow{\text{پارته}} A^i(t, -\vec{x}) & \text{axial vector} \end{cases}$$

$$P(t, \vec{x}) \quad P = \eta_\alpha \gamma^0 \psi(t, -\vec{x}) \quad \text{میدان فیرمیانها}$$

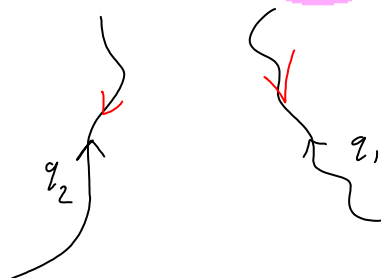
$$\gamma^0 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{کدبان} \quad , \quad |\eta_\alpha| = 1$$

وقت کنید وقتی عملگر پارتیه روی حالت اسپینر عمل می‌کند، علامت برعکس ابرزمان
 $(t, -\vec{x}) \rightarrow (t, \vec{x})$ دوسلف اول و دوسلف دوم جابجایی شوند.
 شبیه تقارن پارتیه (وارونی فضا) می‌توان تقارن وارونی زمان هم معرفی کرد.

$$(t, \vec{x}) \xrightarrow{\text{پارته}} (t, -\vec{x})$$

$$(t, \vec{x}) \xrightarrow{\text{وارونی زمان}} (-t, \vec{x})$$

* نشان دهید که برعکس الکتریکی و مغناطیسی دوزره باردار
 تحت وارونی زمان هم ناورداست.



تقارن‌هایی که تاکنون از آنها صحبت کردیم همگی تقارن‌های فضا-زمان
 بودند. می‌توان تقارن‌هایی داشت که روی فضا و زمان عمل نکند. تقارن
 گسسته همیونی بار (charge conjugation) از این دست
 است. نیروی الکتریک و مغناطیسی آشکارا تحت این تبدیل ناورداست.

نیروی برهمکنش قوی نیز همین طور.

هادرن حقی $|\varphi\rangle$ را در نظر بگیرید. با توجه به آن که $C^2=1$

در حالت وجود دارد

$$C|\varphi\rangle = |\varphi\rangle$$

$$C|\varphi\rangle = -|\varphi\rangle$$

باز هم یادآوری می‌کنم در مورد ذرات حقی در PDG داریم

$$I^G(J^{PC})$$

charge conjugation parity

$$\pi^0 \quad I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{-+}) \quad \text{یادآوری:}$$

بنابراین π^0 pseudoscalar است که تحت همبندی بار به خوش تبدیل می‌شود.

هرچند C (همبندی بار) تعارن فضا زمان نیست اما همچنان که در درس نظری می‌دان خود خواهید دید، به طرز عمیقی به تعارن P و T ، که تعارن های فضا زمان هستند ربط پیدا می‌کند!

برهمکنش های الکترومغناطیس و کرومودینامیکی تحت تک تک C ، P و T نامردا هستند. برهمکنش ضعیف اما تک تک این تعارن را نقض می‌کند.

نظریه میدان باید سری اصول اولیه (محلی بودن local

تعارن لورنتس و یکای بودن) نتیجه می‌دهد که **حاصل ضرب**

این تعارن یعنی CPT در هر تئوری صغاری از

حله برهمکنش ضعیف حفظ می‌شود. حاصل ضرب یعنی اعمال

بیشتر هم این تبدیل ها. به عنوان مثال،

$$\begin{aligned}
 CPT \pi(\vec{x}, t) &= \underbrace{\eta_T}_{\text{نورداست}} \underbrace{\eta_P}_{\text{کنشی}} \underbrace{C}_{\text{نورداست}} \pi^*(\vec{x}, -t) = \underbrace{\eta_T}_{\text{نورداست}} \underbrace{\eta_P}_{\text{کنشی}} \underbrace{C}_{\text{نورداست}} \pi^*(\vec{x}, -t) \\
 &= \underbrace{\eta_T}_{\text{نورداست}} \underbrace{\eta_P}_{\text{کنشی}} \underbrace{\eta_C}_{\text{نورداست}} \pi^*(-\vec{x}, -t) \\
 &\quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \\
 &\quad -1 \quad -1 \quad -1
 \end{aligned}$$

$$\underbrace{\int d^3x dt (\pi^*(\vec{x}, t))^{\dagger} \pi^*(\vec{x}, t)}_{\text{نورداست}}$$

تغییرهای داخلی

φ_1, φ_2

$$\begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} \longrightarrow R \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} \quad R^{\dagger} R = 1$$

R ماتریس 2×2 یکانی دلخواه
جمله جشی یعنی

$$\partial_{\mu} \varphi_1 \partial^{\mu} \varphi_1 + \partial_{\mu} \varphi_2 \partial^{\mu} \varphi_2$$

تحت این تبدیل نورداست.

این تغییر چه شرطی روی جملات زیری ندارد؟

$$\begin{aligned}
 &A |\varphi_1|^2 + B |\varphi_2|^2 + C (\varphi_1^* \varphi_2 + \varphi_1 \varphi_2^*) \\
 \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1' \\ \varphi_2' \end{pmatrix} : \\
 &\text{تغییر یعنی}
 \end{aligned}$$

$$A |\varphi_1|^2 + B |\varphi_2|^2 + C (\varphi_1^* \varphi_2 + \varphi_1 \varphi_2^*) =$$

$$A |\varphi_1'|^2 + B |\varphi_2'|^2 + C (\varphi_1'^* \varphi_2' + \varphi_1' \varphi_2'^*)$$

$$\begin{cases} A \cos^2 \theta + B \sin^2 \theta - C \sin 2\theta = A & (1) \\ (A-B) \sin \theta \cos \theta + C \cos 2\theta = C & (2) \end{cases}$$

$$\theta = \frac{\pi}{2} \quad \text{رابطه اول} \quad \rightarrow \quad A = B$$

$$\theta = \frac{\pi}{4} \quad \text{رابطه اول} \quad \rightarrow \quad \frac{A+B}{2} - C = A \quad \left\{ \begin{array}{l} A=B \\ C=0 \end{array} \right.$$

رابطه (۲) خود به خود ارضاء می شود!

حال همان لاگرانژی را در نظر بگیرید و بیند تقارن تحت تبدیل

$\varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2$ چه شرطی روی پارامترهای لاگرانژی یعنی A و B می گذارد.

جواب: $A = B$

تقارن $\varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2$ تابع فیزیکی هم دارد.

$$\Gamma(\varphi_1 \rightarrow \dots) = \Gamma(\varphi_2 \rightarrow \dots)$$

تقارن $U(1)$

برای سادگی میدان اسکالر **مختلط** φ را در نظر بگیرید و فرض

کنید لاگرانژی تحت $\varphi \rightarrow e^{i\alpha} \varphi$ ناورد است.

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi^\dagger \partial^\mu \varphi - V(\varphi)$$

کلی ترین تابع حقیقی $V(\varphi)$ را چه می دانید؟

جواب:

$$V(\varphi) = m^2 |\varphi|^2 + \frac{M^2 \varphi^2 + (\text{h.c.})^* (\varphi^*)^2}{2}$$

$$M^2 = 0 \iff \varphi \rightarrow e^{i\alpha} \varphi$$

به هر تقارن $U(1)$ می توان یک بارنس داد.

حال دو میدان اسکالر **مختلط** φ_1 و φ_2 را در نظر بگیرید.

لاگرانژی زیر را در نظر بگیرید

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi_1^\dagger \partial^\mu \varphi_1 + \partial_\mu \varphi_2^\dagger \partial^\mu \varphi_2 - V(\varphi_1, \varphi_2)$$

کلی ترین دو جمله ای را برای پتانسیل $V(\varphi_1, \varphi_2)$ در نظر بگیرید:

(البته به شرط حقیقی بودن) (آرئانیل حقیقی باشد چیه؟!)

$$V(\varphi_1, \varphi_2) = m_1^2 |\varphi_1|^2 + m_2^2 |\varphi_2|^2 + \frac{M_1^2}{2} (\varphi_1^2 + \varphi_1^{*2}) + \frac{M_2^2}{2} (\varphi_2^2 + \varphi_2^{*2}) + \frac{M_{12}^2}{2} (\varphi_1 \varphi_2 + \varphi_1^* \varphi_2^*) + m_{12}^2 (\varphi_1^* \varphi_2 + \varphi_1 \varphi_2^*)$$

تبار $U(1) \times U(1)$

$$\begin{cases} \varphi_1 \rightarrow e^{i\alpha} \varphi_1 \\ \varphi_2 \rightarrow e^{i\beta} \varphi_2 \end{cases} \Rightarrow M_1^2 = M_2^2 = M_{12}^2 = m_{12}^2 = 0$$

تبار $U(1)$

$$U(1) \begin{cases} \varphi_1 \rightarrow e^{i\alpha} \varphi_1 \\ \varphi_2 \rightarrow e^{i\alpha} \varphi_2 \end{cases} \Rightarrow M_1^2 = M_2^2 = M_{12}^2 = 0$$

$m_{12}^2 \neq 0$

تبار $U(1)$ دیگر

$$U(1) \begin{cases} \varphi_1 \rightarrow e^{i\alpha} \varphi_1 \\ \varphi_2 \rightarrow e^{-i\alpha} \varphi_2 \end{cases} \Rightarrow M_1^2 = M_2^2 = m_{12}^2 = 0$$

$M_{12}^2 \neq 0$

$$\varphi_1^\dagger | \text{خلاء} \rangle = | \varphi_1 \rangle$$

$$\varphi_2^\dagger | \text{خلاء} \rangle = | \varphi_2 \rangle$$

~~$$\begin{aligned} \varphi_1 \varphi_1 &\rightarrow \varphi_1 \varphi_1 \varphi_1 \\ \varphi_1 \varphi_1 &\rightarrow \varphi_2 \varphi_1 \\ \varphi_1 \varphi_1 &\rightarrow \varphi_2 \varphi_2 \end{aligned}$$~~

نتیجی $U(1) \times U(1)$

~~$$\begin{aligned} \varphi_1 \varphi_2 &\rightarrow \varphi_1 \varphi_2 \\ \varphi_1 \varphi_2 &\rightarrow \varphi_1 \varphi_2 \varphi_2 \end{aligned}$$~~

نتیجی $U(1)$

~~$$\varphi_1 \varphi_2 \rightarrow \varphi_1 \varphi_2 \varphi_1 \varphi_2$$~~

~~$$\begin{aligned} \varphi_1 \varphi_1 &\rightarrow \varphi_1 \varphi_1 \varphi_1 \\ \varphi_1 \varphi_2 &\rightarrow \varphi_2 \varphi_2 \\ \varphi_1 \varphi_1 &\rightarrow \varphi_2 \varphi_2 \end{aligned}$$~~

نتیجی $U_2(1)$

~~$$\begin{aligned} \varphi_1 \varphi_1 &\rightarrow \varphi_1 \varphi_1 \varphi_1 \\ \varphi_1 \varphi_2 &\rightarrow \varphi_2 \varphi_2 \end{aligned}$$~~

~~$$\begin{aligned} \varphi_1 \varphi_1 &\rightarrow \varphi_1 \varphi_1 \varphi_1 \\ \varphi_1 \varphi_2 &\rightarrow \varphi_1 \varphi_2 \varphi_1 \varphi_2 \end{aligned}$$~~

بحث تبارن $U(1)$ در مورد ذرات فیزیکی هم صادق است.

بقای بار قسّم نوتر و ...

تحت $U(1) \times U(1)$ هم عدد φ_1 بقا دارد هم "عدد φ_2 "

تحت $U(1)$ می توان گفت عدد $\varphi_1 + \varphi_2$ بقا دارد.

تحت $U(2)$ ، " عدد $\varphi_1 - \varphi_2$ بقا دارد.

بارهای ذره و یا ذره مخالف هم هستند

تحت $U(1) \times U(1)$

$$\varphi_1 \bar{\varphi}_1 \rightarrow \varphi_2 \bar{\varphi}_2$$

• جاز است .

کدامیک از فرایندهای زیر تحت $U(1)_1$ ، $U(1)_2$ و $U(1) \times U(1)$

جاز هستند؟

$$\varphi_1 \bar{\varphi}_2 \rightarrow \varphi_2 \bar{\varphi}_1$$

$$\varphi_1 \bar{\varphi}_1 \rightarrow \varphi_2 \bar{\varphi}_2$$

$$\varphi_1 \varphi_2 \rightarrow \varphi_2 \bar{\varphi}_2 \varphi_1 \bar{\varphi}_1 .$$