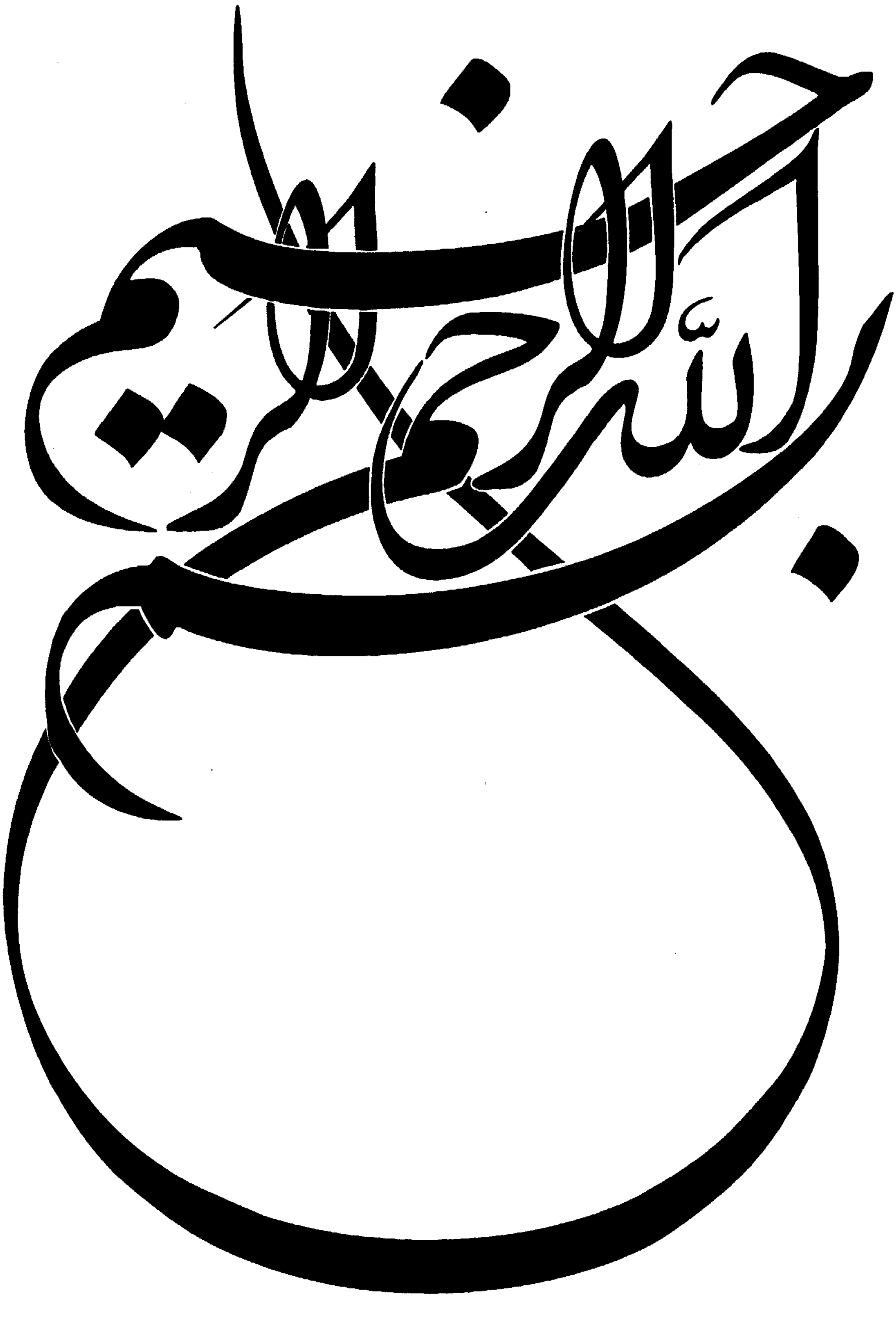
بسم الله الرحمن الرحیم

۱۳۷۹ /۱۱/ ۲۰

دانشگاه شهید بهشتی
دانشکده علوم -گروه فیزیک

پایان‌نامه
جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد در رشته فیزیک

عنوان:

ملاحظاتی پیرامون پدیدهٔ حبس

9609

استاد راهنما:
جناب آقای دکتر هادی صالحی

استاد مشاور:
جناب آقای دکتر سیامک سادات گوشه

نگارش:
علی‌محمد یزدانی

سال تحصیلی: ۱۳۷۹

بسمه تعالی

تاریخ ....
شماره ....
پیوست..................

صورتجلسه دفاع از پایان نامه تحصیلی دوره کارشناسی ارشد

****

با تائید ات خداوند متعال و با استعانت از حضرت ولی عصر (عج) جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد آقای علی محمد یزدانی رشته فیزیک گرایش ذرات بنیادی تحت عنوان :

« ملاحظاتی پیرامون پدیده حبس »

که در تاریخ ۳۰/ ۶ / ۷۹ با حضور هیات محترم داوران در دانشگاه شهید بهشتی برگزار گردید به شرح زیر است ./ب

☑ قبول (با درجه : بسیار خوب امتیاز : ۱۷)   ☐ دفاع مجدد   ☐ مردود

۱- عالی (۲۰-۱۸)
۲- بسیار خوب (۱۷/۹۹ - ۱۶)
۳- خوب (۱۵/۹۹ - ۱٤)
٤- قابل قبول (۱۳/۹۹ - ۱۲)
۵- غیر قابل قبول (کمتر از ۱۲)

عضو هیات داوران	نام و نام خانوادگی	رتبه علمی	امضاء
۱- استاد راهنما	دکترهادی صالحی	دانشیار	
۲- استاد مشاور	دکترسیامک سادات گوشه	استادیار	
۳- نماینده شورای تحصیلات تکمیلی	دکترحمید رضا سپنجی	استادیار	
٤- استاد ممتحن	دکترمهرداد فرهودی	استادیار	
۵- استاد ممتحن	دکترشهریار بایگان	استادیار	

محمد مهدی طهرانچی

معاون تحصیلات تکمیلی دانشکده علوم

چکیده

در این پایان نامه ابتدا به بررسی تقارنهای دینامیکی وتئوری میدانهای پیمانه ای می پردازیم.پس از آن بحث گروه بازبهنجارش را انجام میدهیم که با معرفی تابع β آزادی مجانبی را مورد بررسی قرار میدهد . نشان میدهیم که کرومودینامیک کوانتمی تئوریی است که آزادی مجانبی دارد. در انتها مدلی برای دینامیک یک تئوری میدان پیمانه ای ارائه میدهیم که در آن ذرات اسپین-یک بی-جرم(گلئونها) که از دینامیک یانگ- میلز پیروی می کنند،می توانند در یک دامنه فشرده محبوس باشند. نشان میدهیم که پدیده حبس میتواند با شکل گیری یک سطح پوچ که با یک افق مشخص می شود، ارتباط پیدا کندکه این بواسطه حضور یک هندسه مؤثر است که بوسیله خود- برهم کنش میدان پیمانه ای بوجود می آید که انتشار امواج میدان را هدایت می کند. این پدیده شباهت چشمگیری با سیاهچاله گرانشی در نسبیت عام اینشتین دارد.

فهرست مطالب

فصل سوم: یک مدل جدید حبس گلوئونی

پیوست:

مقدمه

این واقعیت که هرگز کوارک منفرد مشاهده نشده، سالهای سال یکی از بزرگترین معماهای فیزیک ذرات بنیادی بوده است. تاکنون بدون توجه به اینکه انرژی پروتونهایی که در شتابدهنده‌های عظیم سرن *(CERN)* یا مراکز دیگر باهم برخورد داده می‌شود چقدر زیاد باشد، در بقایای برخورد، کوارکی مشاهده نشده است. در این برخوردها گونه‌های بسیاری از ذرات تولید می‌شوند، اما هرگز ذره‌ای با بار کسری که بتوان آن را به عنوان کوارک شناسایی کرد پدید نیامده است.

مشاهدهٔ این واقعیتهای تجربی نظریه‌دانان را به سوی این گمان هدایت کرده است که شاید کوارکها به سبب ماهیت بنیادی نیروی کرومودینامیک بطور ابدی در هادرونها محبوس شده باشند. ممکن است ماهیت غیرآبلی *QCD* نیز به پیدایش نیروی مقیدکننده‌ای منتهی شود که با افزایش فاصله کاهش پیدا نمی‌کند. درحقیقت لازمهٔ وجود آزادی مجانبی *(asymptotic freedom)* آن است که قدرت مؤثر نیروی کرومودینامیک با دور شدن کوارکها از یکدیگر افزایش یابد، پدیده‌ای که به تابعیت مادون قرمز معروف شده است، هنوز معلوم نیست که آیا *QCD* به تابعیت مادون قرمز منتهی می‌شود یا خیر. مانع عمده در مسیر بررسی مستقیم مسألهٔ پدیدهٔ حبس این است که ثابت جفت‌شدگی در برهم‌کنش قوی در فواصل زیاد بزرگ می‌شود و دیگر امکان استفاده از *QCD* که اساس کار آن تئوری اختلال است برای ما میسر نیست. در این راستا فیزیک نظری‌دانان در طی این سالها بدنبال راههای دیگری، همچون تئوری پیمانه‌ای شبکه *(Latice Gauge Theory)*

و یا استفاده از تکنیک‌های ریاضی دوگانگی *(Duality)* بوده‌اند. [1، 2، 3، 4، 5]

آنچه که در این پایان‌نامه به آن می‌پردازیم بررسی پدیده حبس گلوئونی است. گلوئونها ذرات واسطهٔ برهم‌کنش قوی هستند که بدلیل داشتن بار رنگی، همچون کوارکها، آنها نیز محبوس‌اند. گلوئونها ذرات اسپین - یک بی‌جرمی هستند که از دینامیک یانگ - میلز پیروی می‌کنند و بدلیل ماهیت غیرخطی بودن دینامیک آن می‌توانند در یک دامنه فشرده محبوس باشند. نشان می‌دهیم که خواص پدیدهٔ حبس *(Confinement)* می‌تواند با شکل‌گیری یک سطح پوچ *(null surface)* که با یک افق *(horizon)* مشخص می‌شود، در ارتباط قرارگیرد که این بواسطهٔ حضور یک هندسهٔ مؤثر *(effective geometry)* است که بوسیلهٔ خود بر هم‌کنش میدان پیمانه‌ای بوجود می‌آید. این پدیده شباهت چشمگیری با سیاهچالهٔ گرانشی در نسبیت عام انیشتین دارد. [9، 10]

فصل اول

تقارنها و تئوری پیمانه‌ای

Symmetries and Gauge Theories

تقارنها و تئوری پیمانه‌ای

Symmetries and Gauge Theories

در این فصل ما تقارنهای دینامیکی را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. تقارنهای دینامیکی به تقارنهایی گفته می‌شود که ساختمان لاگرانژین را تعیین می‌کند. مثال برجسته چنین تقارنهایی، تقارنهای پیمانه‌ای غیر - آبلی موضعی *(local, non - Abelian)* می‌باشد. کرومودینامیک کوانتمی یا *QCD* یک تئوری بر پایهٔ گروه پیمانه‌ای *SU(3)* می‌باشد که بر هم‌کنش قوی را توضیح می‌دهد وقتی که ثابت جفت‌شدگی به سمت صفر میل کند که این زمانی اتفاق می‌افتد که اندازه حرکت خیلی بزرگ شود، خاصیتی که به آزادی مجانبی *(asymptotic freedom)* معروف است که در فصل بعدی در مورد آن بحث خواهیم کرد. در این فصل ما ابتدا نشان می‌دهیم که چگونه ناوردایی پیمانه‌ای *QED* می‌تواند بعنوان نتیجهٔ یک تقارن پیمانه‌ای *U(1)* موضعی فهمیده شود. گروه تقارنی *U(1)* آبلی *(Abelian)* است و بعنوان نتیجه‌ای از *QED* ساختار ساده‌ای دارد. زمانی که ما گروه پیمانه‌ای غیر - آبلی را در نظر می‌گیریم ساختار با ارزش این تئوری ظاهر می‌شود که در مورد آن بحث خواهیم کرد.

۱-۱) ناوردایی پیمانه‌ای آبلی *(Abelian Gauge Invariance)*

دو نوع تبدیل پیمانه‌ای آبلی وجود دارد، حالتی که در آن θ تابعی از x است و حالتی که چنین نیست:

$\theta =$ ثابت تبدیل پیمانه‌ای گلوبال *(global)*

$\theta = \theta(x)$ تبدیل پیمانه‌ای موضعی *(local)*

حالت نخست را در نظر می‌گیریم. یک تبدیل پیمانه‌ای آبلی گلوبال بوسیلهٔ روابط زیر تعریف می‌شود:

$$\psi'_\alpha(x) = e^{-iq\theta}\psi_\alpha(x)$$

$$\bar{\psi}'_\alpha(x) = e^{iq\theta}\bar{\psi}_\alpha(x)$$ میدانهای مختلط *(complex)*

$$A'^\mu(x) = A^\mu(x)$$ میدانهای حقیقی *(real)*

که q می‌تواند عدد مختلفی برای هر میدان مختلط باشد (بعداً q با بار در ارتباط قرار می‌گیرد.) اگر لاگرانژین تحت تبدیل پیمانه‌ای ناوردا باشد قضیهٔ نوتر *(Noethers' theorem)* به ما می‌گوید که کمیتی پایسته در ارتباط با این ناوردایی وجود دارد.

قضیه نوتر: برای هر تبدیل پیوستهٔ توابع میدان و مختصات که کنش *(action)* را تغییر نمی‌دهد، یک ترکیب معین از توابع میدان و مشتقهای آنها وجود دارد که پایسته است (یک ثابت در زمان).

تبدیلهای بی‌نهایت کوچک *(infinitesimal)* مختصات و میدانها به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$x'^\mu = x^\mu + \lambda_i^\mu(x)\varepsilon^i$$

$$\psi'_\alpha(x') = \psi_\alpha(x) + \Omega_{\alpha i}(x)\varepsilon^i \qquad (۲-۱)$$

که λ و Ω توابعی شناخته شده از α هستند و ε^i یک پارامتر بی‌نهایت کوچک است که

تبدیل را توصیف می‌کند. توجه کنید که گسترهٔ تغییرات i معین نیست، یعنی لازم نیست ۳→۱ تغییر کند.

باتوجه به قضیهٔ نوتر کمیت پایسته در ارتباط با هر تبدیل پیوسته بعنوان یک جریان *(current)* مطرح می‌شود که فرم زیر را دارد:

$$O_i^\mu = \frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial \psi_\alpha}{\partial x^\mu}\right)} \left[\frac{\partial \psi_\alpha}{\partial x^\nu}\lambda_i^\nu - \Omega_{\alpha i}\right] - L\lambda_i^\mu \qquad (۳-۱)$$

که در آن O_i^μ چگالی جریان پایسته می‌باشد.

تبدیل پیمانه‌ای مختصات فضا - زمان را تغییر نمی‌دهد، یعنی $x' = x$

بنابراین $\lambda_i^\mu = 0$ که در این صورت تبدیل پیمانه‌ای، جریان پایسته زیر را به ما می‌دهد:

$$-O_i^\mu \equiv J_i^\mu = \frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial \psi_\alpha}{\partial x^\mu}\right)}\Omega_{\alpha i} \qquad (۴-۱)$$

که طبق قرارداد علامت جریان مخالف O^μ می‌باشد.

از طرفی برای فرم بی‌نهایت کوچک تبدیل میدانهای اسپینوری داریم:

$$\psi'_\alpha(x) = (1 - iq\theta)\psi_\alpha(x) \qquad (۵-۱)$$

و از اینرو $\Omega_\alpha = -iq\psi_\alpha(x)$ و $\bar{\Omega}_\alpha = iq\bar{\psi}_\alpha(x)$ می‌باشد و کمیت پایسته مربوط به این تقارن $U(1)$ به شکل زیر است:

$$J^\mu = -iq\left\{\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial \psi_\alpha}{\partial x^\mu}\right)}\psi_\alpha - \bar{\psi}_\alpha \frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial \bar{\psi}_\alpha}{\partial x^\mu}\right)}\right\} \qquad (۶-۱)$$

به منظور ناوردایی L تحت تبدیل پیمانه‌ای گلوبال، کافی است که ترکیبی خطی از $\bar{\psi}$ و ψ باشد و یا برای میدانهای اسکالر ترکیبی خطی از $\phi^\dagger$ و ϕ باشد. برای یک تئوری اسپینور آزاد *(free spinor)* که

$$L=\bar{\psi}\left[i/۲\gamma^\mu \frac{\overleftrightarrow{\partial}}{\partial x^\mu}-m\right]\psi$$

کمیت پایسته به شکل زیر است:

$$J^\mu=q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \qquad (۷-۱)$$

که به عنوان جریان EM مطرح می‌شود بشرطی که ما $q = e$ در نظر بگیریم. از اینرو می‌بینیم که بقای بار می‌تواند بعنوان یک نتیجهٔ تئوری تقارن پیمانه‌ای گلوبال فهمیده شود.

ناوردایی پیمانه‌ای موضعی *(Local Gauge Invariance)*

اکنون تبدیل پیمانه‌ای را تعمیم می‌دهیم. اجازه می‌دهیم که فاز θ به نقاطی از فضا - زمان وابسته باشد، $\theta = \theta(x)$. این بدان معنی است که تبدیل پیمانه‌ای می‌تواند در یک ناحیه فضا - زمان انجام شود بدون اینکه بدانیم در بقیهٔ جاها چه اتفاقی می‌افتد. لاگرانژین تحت تبدیل پیمانه‌ای موضعی دیگر ناوردا نخواهد بود مگر اینکه شکل خاصی را دارا باشد. ابتدا قسمت فرمیون آزاد را در نظر می‌گیریم:

$$L_F'=\frac{۱}{۲}\bar{\psi}'\left[i\gamma^\mu \frac{\overrightarrow{\partial}}{\partial x^\mu}-m\right]\psi'+۱/۲\bar{\psi}'\left[-i\gamma^\mu \frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial x^\mu}-m\right]\psi'$$

$$=L_F+q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\theta=L_F+J^\mu\partial_\mu\theta \qquad (۸-۱)$$

که $\partial_\mu\theta=\frac{\partial\theta(x)}{\partial x^\mu}$. برای حذف ترم آخر و ناوردا ساختن L ما به یک میدان برداری A^μ نیاز داریم که با جریان برهم کنش کند و از طریق خاصی تبدیل شود. برای یافتن این تبدیل

خاص برای میدان برداری، شکل برهم کنش $J_\mu A^\mu$ را به لاگرانژین اضافه می‌کنیم.

$$L = L_F - \frac{e}{q} J^\mu A_\mu \qquad (۹-۱)$$

حالا اگر $J' = J$ باشد، داریم:

$$L' = L'_F - \frac{e}{q} J^\mu A'_\mu = L_F + J^\mu \partial_\mu \theta - \frac{e}{q} J^\mu A'_\mu \qquad (۱۰-۱)$$

از اینرو $L' = L$ است اگر

$$\boxed{A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{q}{e} \partial_\mu \theta(x)} \qquad (۱۱-۱)$$

که $\frac{q}{e} = ۱$ در نظر خواهیم گرفت. حالا یک فرم کلی برای لاگرانژین میدانهای A^μ در نظر می‌گیریم:

$$L_{field} = \lambda_۱ F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \lambda_۲ G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} + m_\gamma^۲ A^\mu A_\mu \qquad (۱۲-۱)$$

که m_γ یک ترم جرمی ممکن برای میدانهای پیمانه‌ای است و $G_{\mu\nu}$ یک ترکیب متقارن میدانها و مشتقها بشکل زیر است:

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu + \partial_\nu A_\mu \qquad (۱۳-۱)$$

تبدیل پیمانه‌ای ترکیب پادمتقارن $F_{\mu\nu}$ را ناوردا نگه می‌دارد ولی

$$G'_{\mu\nu} = G_{\mu\nu} + ۲\partial_\mu \partial_\nu \theta \qquad (۱۴-۱)$$

$$A'^\mu A'_\mu = A^\mu A_\mu + ۲A^\mu \partial_\mu \theta + [\partial_\mu \theta][\partial^\mu \theta] \qquad (۱۵-۱)$$

از اینرو هیچکدام از این ترمها ناوردای پیمانه‌ای نیستند و لازمهٔ اینکه $L'_{\text{field}} = L_{\text{field}}$ این است که هم $m_\gamma^۲ = ۰$ و هم $\lambda_۲ = ۰$ باشد. پس میدان برداری باید بدون جرم باشد و لاگرانژین آزاد فرم آشنای $\lambda_۱ F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ را پیدا می‌کند که اگر $\lambda_۱ = -\frac{۱}{۴}$ قرار دهیم با بهنجارش قراردادی بکار رفته برای میدان EM مطابقت دارد. نتیجه‌ای که در اینجا

به آن می‌رسیم این است که ناوردای پیمانه‌ای موضعی فرم QED را به ما دیکته می‌کند.

۱-۲) ناوردایی پیمانه‌ای غیر - آبلی (Non - Abelian Gaue Invariance)

بعد از اینکه در مورد چگونگی مفاهیم ناوردایی پیمانه‌ای بحث کردیم می‌توانیم آن را به گروه غیر - آبلی بسط دهیم. فرض می‌کنیم میدانهای باردار *(charged)* چندین مؤلفه دارند، مثل ایزواسپین *(isospin)* یا رنگ *(color)* که توصیف کننده بعضی از درجات آزادی داخلی هستند و یک تبدیل یکانی در نظر می‌گیریم که آنها را به یکدیگر تبدیل می‌کند. این تبدیل پیمانه‌ای را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\psi'(x) = U\psi(x) \qquad (۱۶-۱)$$

که برای n درجه آزادی، U یک ماتریس $n\times n$ می‌باشد که یکانی *(unitary)* است. گروه چنین ماتریسهایی همیشه می‌تواند بعنوان یک حاصلضرب گروه $U(۱)$ (که در n بعدی حاصلضرب یک عدد مختلط با مدول واحد و ماتریس واحد $n\times n$ می‌باشد) و گروه ماتریسهای یکانی $SU(n)$ پادترمینان واحد نوشته شود. در این بخش ما بحث را به گروه $SU(n)$ محدود می‌کنیم، بطوریکه ممکن است فرض کنیم $det\ U = ۱$ و زمانی که به یک مثال با جزئیات بیشتر نیاز شود، گروه آشنای $SU(۲)$ را بکار می‌بریم. برای $SU(۲)$، U ماتریس بشکل زیر است:

$$U = e^{-ig\,۱/۲\tau_i\varepsilon_i(x)} \qquad (۱۷-۱)$$

که τ_i ماتریسهای پائولی و مولد $SU(۲)$ می‌باشند. g ثابت جفت شدگی و $\varepsilon_i(x)$ سه زاویهٔ دوران مستقل هستند. برای ساده سازی فرمول از نمادگذاری زیر استفاده می‌کنیم: