بسم اللّه الرّحمن الرّحيم

دانشگاه صنعتی امیرکبیر

(پلی تکنیک تهران)

دانشکدهٔ فیزیک

رسالهٔ دکتری فیزیک گرایش نظری

انتخاب خلأ در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی

نگارش

فرّین پاینده

استاد راهنما

دکتر محمّد مهرآفرین

استاد مشاور

دکتر محمّد وحید تکوک

شهریورماه ۱۳۸۷

دانشگاه صنعتی امیرکبیر
(پلی‌تکنیک تهران)

بسمه تعالی

فرم اطلاعات پایان‌نامه
کارشناسی- ارشد و دکترا

تاریخ:
شماره:

معاونت پژوهشی
فرم پروژه تحصیلات تکمیلی 7

مشخصات دانشجو:

نام و نام خانوادگی: فرین پاینده | دانشجوی آزاد ○ | * بورسیه ○ | معادل ○

شماره دانشجوئی: 82111911 | دانشکده:فیزیک و مهندسی هسته ای | رشته تحصیلی:فیزیک | گروه:نظری

مشخصات استاد راهنما:

نام و نام خانوادگی:دکتر محمد مهرآفرین | درجه و رتبه:دانشیار

نام و نام خانوادگی: | درجه و رتبه:

مشخصات استاد مشاور:

نام و نام خانوادگی:دکتر محمد وحید تکوک | درجه و رتبه: دانشیار

نام و نام خانوادگی: | درجه و رتبه:

عنوان پایان‌نامه به فارسی : انتخاب خلا در نظریه میدان های کوانتومی

عنوان پایان‌نامه به انگلیسی: The choice of vacuum in quantum field theory

نوع پروژه: کارشناسی○ | ارشد○ | * دکترا○ | سال تحصیلی:87-86

کاربردی ○ | بنیادی○ | توسعه‌ای ○ | * نظری○

تاریخ شروع :تیرماه 84 | تاریخ خاتمه :شهریور 87 | تعداد واحد :24 | سازمان تأمین کننده اعتبار :

واژه‌های کلیدی به فارسی:فضای کرین – نرم منفی

واژه‌های کلیدی به انگلیسی :Krein Space- Negative Norm

مشخصات ظاهری	تعداد صفحات 70	تصویر○ جدول ○ نمودار ○ نقشه○ واژه‌نامه ○	تعداد مراجع 42	تعداد صفحات ضمائم
زبان متن	فارسی ○*	انگلیسی ○	چکیده	فارسی ○ * انگلیسی○
یادداشت				

نظرها و پیشنهادها به منظور بهبود فعالیت‌های پژوهشی دانشگاه

استاد: محمد مهرآفرین

دانشجو: فرین پاینده

امضاء استاد راهنما: **تاریخ:1387/6/7**

محمد مهرآفرین

1 : ارائه به معاونت پژوهشی به همراه یک نسخه الکترونیکی از پایان‌نامه و فرم اطلاعات پایان‌نامه بصورت **PDF** همراه چاپ چکیده (فارسی انگلیسی) و فرم اطلاعات پایان‌نامه

2 : ارائه به کتابخانه دانشکده (شامل دو جلد پایان نامه به همراه نسخه الکترونیکی فرم در لوح فشرده طبق نمونه اعلام شده در صفحه خانگی کتابخانه مرکزی) مرکزی)

چکیده

کوانتش معمول میدان در فضا ــ زمان مینکوفکسی مبتنی بر انتخاب حالت‌های با انرژی و نرم مثبت است. نخستین بار با وارد کردن حالت‌های غیرفیزیکی با انرژی منفی به روش گوپتا ــ بلویلر مسئلهٔ شکست تقارن لورنتس در روش معمول کوانتش میدان برداری حل شد. با به کار بردن این روش کوانتش همموردای میدان اسکالر با جفت شدگی مینیمم در فضا ــ زمان دوسیته نیز که سال ها مورد توجه فیزیکدانان مختلف جهان بوده است، حاصل گردید. کوانتش میدان مزبور از این بابت مورد توجه قرار گرفته است که واگرایی های ظاهر شده در آن بسیار شبیه به واگرایی هایی است که در کوانتش میدان گرانشی ظاهر می شود.

در فرآیند کوانتش میدان اسکالر بدون جرم با جفت شدگی مینیمم در فضا ــ زمان دوسیته مشاهده می شود که جواب های فرکانس منفی معادلهٔ میدان به منظور انجام کوانتش همموردای میدان ضروری اند. زیرا بر عکس فضا- زمان مینکوفسکی، در فضا ــ زمان دوسیته حذف حالت های با انرژی منفی (که نرم منفی نیز هستند) برای میدان اسکالر بدون جرم با جفت شدگی مینیمم باعث شکسته شدن تقارن دوسیته می شود. لذا لازم است که جواب های انرژی منفی نیز هنگام کوانتش ملحوظ شوند. بر اساس این ملاحظات، روش جدیدی از کوانتش بنام کوانتش کرین پیشنهاد شد که در آن بجای فضای هیلبرت از فضای کرین استفاده می شود. در این روش علاوه بر حالت‌های فیزیکی (انرژی مثبت)، حالت‌های غیرفیزیکی (انرژی منفی) نیز در نظر گرفته می‌شوند.

در این رساله کوانتش میدان‌های بوزونی و اسپینوری در فضا ــ زمان مینکوفسکی و نیز باز فرمول‌بندی QED را به روش کرین انجام داده ایم. در این روش، نیازی به باز بهنجارش تئوری نیست و نتایج ارزشمند حذف واگرایی‌های انرژی خلأ و تابع دو نقطه، و نیز کوانتش همموردای میدان حاصل شده اند.

کلید واژه‌ها: کوانتش میدان، فضای هیلبرت، فضای کرین، تابع دو نقطه، بازبهنجارش، الکترودینامیک کوانتومی (QED) ، فضا- زمان مینکوفسکی، فضا ـ زمان دوسیته.

Key words: Field quantization, Hilbert space, Krein Space, Two-point function, Renormalization, Quantum electrodynamics (QED), Minkowski spacetime, De Sitter spacetime

فهرست مطالب

عنوان **صفحه**

مقدّمه ۱

فصل اوّل: کوانتش میدان در فضای هیلبرت ۱۴

۱-۱ کوانتش میدان اسکالر آزاد در فضا- زمان مینکوفسکی ۱۵

۱-۱-۱ تعریف خلأ ۱۹

۱-۱-۲ **توابع دو نقطهٔ میدان اسکالر** ۲۰

۱-۲ کوانتش میدان برداری آزاد در فضا- زمان مینکوفسکی ۲۵

۱-۲-۱ مسألهٔ ناوردایی تحت تبدیلات پیمانه‌ای ۲۶

۱-۲-۲ تعریف خلأ ۳۰

۱-۲-۳ فضای فوک ۳۰

۱-۲-۴ انرژی و تکانهٔ خلأ میدان برداری ۳۱

۱-۲-۵ انتشارگر فاینمن میدان برداری ۳۲

۱-۳ کوانتش میدان اسپینوری آزاد در فضا- زمان مینکوفسکی ۳۳

۱-۳-۱ تعریف خلأ ۳۵

۱-۳-۲ فضای فوک ۳۶

۱-۳-۳ انرژی و تکانهٔ خلأ میدان اسپینوری ۳۶

۱-۳-۴ انتشارگر فاینمن میدان اسپینوری ۳۷

فصل دوّم: کوانتش میدان در فضای کرین ۳۸

۲-۱ کوانتش کرین میدان اسکالر آزاد در فضا- زمان مینکوفسکی ۳۹

۲-۱-۱ تعریف خلأ ۴۰

۲-۱-۲ توابع دو نقطهٔ میدان اسکالر در فضای کرین ۴۲

۲-۲ کوانتش کرین میدان اسکالر باردار آزاد در فضا- زمان مینکوفسکی ۴۶

۲-۲-۱ تعریف خلأ ۴۸

۲-۲-۲ انرژی خلأ میدان اسکالر باردار ۴۸
۲-۳ کوانتش کرین میدان برداری آزاد در فضا- زمان مینکوفسکی ۴۹
۲-۳-۱ تعریف خلأ ۵۰
۲-۳-۲ انرژی و تکانهٔ خلأ میدان برداری ۵۱
۲-۴ کوانتش کرین میدان اسپینوری آزاد در فضا- زمان مینکوفسکی ۵۳
۲-۴-۱ تعریف خلأ ۵۵
۲-۴-۲ انرژی و تکانهٔ خلأ میدان اسپینوری ۵۷
۲-۴-۳ انتشارگر ترتیب زمانی میدان اسپینوری ۵۷

فصل سوّم: بازفرمول‌بندی QED در فضای کرین ۵۹
مقدّمه ۶۰
۳-۱ قضیهٔ ویک در فضای کرین ۶۰
۳-۲ قواعد فاینمن در فضای کرین ۶۱
۳-۳ پراکندگی مولر در فضای کرین ۶۵

منابع ۶۹

مقدّمه

در اوایل قرن گذشته دو نظریّهٔ بزرگ فیزیکی پا به عرصهٔ وجود گذاشتند؛ نسبیّت عامّ و مکانیک کوانتومی. ولی تاکنون نظریّهٔ واحدی که هر دوی آنها را در برداشته باشد، ارائه نشده است. نظریّهٔ گرانش کوانتومی یک مصداق از نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی است. از مصادیق دیگر آن، نظریّهٔ الکترودینامیک کوانتومی است که یکی از موفّق‌ترین نظریّه‌های موجود در فیزیک است که تا تقریب 10^{-8} رقم اعشاری نتایج آزمایش‌های تجربی را تأیید می‌کند. امّا این نظریّه نیز دارای مشکلاتی است که در ادامه به آنها خواهیم پرداخت. لذا قبل از پرداختن به این نظریّه بهتر است ابتدا مفهوم میدان را بطور کلاسیکی بیان کنیم. برای بدست آوردن مفهوم میدان نیز نخست مفهوم ذرّه را یادآوری می‌کنیم که کم و بیش درک نسبتاً خوبی از آن در ذهن داریم. به کمیّتی که فضا را اشغال کند و جرم داشته باشد، ذرّه گوییم مانند اکثر اجسامی که اطراف ما هستند از صندلی، میز، خودکار و... گرفته تا ذرّات بنیادی مانند الکترون، پروتون، کوارک‌ها و... . دو مثال آشنا از میدان که در درک مفهوم آن مفید می‌باشند، عبارتند از میدان الکترومغناطیسی و میدان گرانشی. این میدان‌ها را نیز به این صورت تعریف کرده‌ایم که اگر ذرّات آزمونی را در این میدان‌ها قرار دهیم نیرویی به آنها وارد می‌شود که بنابر مشاهدات تجربی در مورد میدان الکترومغناطیسی هم جاذبه و هم دافعه می‌باشد امّا در مورد میدان گرانشی فقط جاذبه است (ذرّهٔ آزمون نیز به ذرّه ریزی گفته می‌شود که برای روشن شدن

ماهیّت خطوط میدان به کار می‌رود و کوچکی اندازهٔ آن به حدّی است که اثری روی خطوط میدان ندارد). بنابراین می‌توان میدان را به این صورت تعریف کرد که کمیّتی است که در هر نقطه از فضا دارای شدّتی معیّن می‌باشد و برخلاف ذرّه در یک منطقه از فضا محصور نشده است و لذا تابع مختصّات فضا ـ زمان می‌باشد. بنابراین تعداد درجات آزادی سیستم بینهایت است.

ما موقعیّت یک ذرّه را با بردار مکان $\vec{R}(t)$ نشان می‌دهیم که با مشخّص کردن آن برای ذرّه تمام اطلاعاتی که راجع به ذرّه بخواهیم، بدست خواهد آمد. کمیّت میدان را نیز با پتانسیل مشخص می‌کنیم که در حالت الکترومغناطیسی عبارت است از یک پتانسیل اسکالر $\phi(\vec{r},t)$ و یک پتانسیل برداری $\vec{A}(\vec{r},t)$ که آنها را با چاربردار $A^{\mu}(\vec{r},t)$ نشان می‌دهیم، و میدان گرانشی را نیز با پتانسیل $g_{\mu\nu}(\vec{r},t)$ بیان می‌کنیم. با مشخّص شدن این پتانسیل‌ها تمام اطّلاعات لازم برای شناختن امواج یا میدان‌های الکترومغناطیسی و میدان گرانشی برای ما مشخّص می‌شود. هر کدام از کمیّت‌های مکان ذرّه $\vec{R}(t)$ ، پتانسیل الکترومغناطیسی $A^{\mu}(\vec{r},t)$ و پتانسیل گرانشی $g_{\mu\nu}(\vec{r},t)$ نیز به ترتیب با استفاده از معادلات حرکت نیوتن، معادلات ماکسول و معادلات نسبیّت عامّ اینشتین بدست می‌آیند. تمام این معادلات نیز معادلات دیفرانسیل مرتبهٔ دوّمی هستند که با حلّ آنها مقادیر خواسته شده را می‌توانیم بدست آوریم. امّا چنانچه می‌دانیم جواب معادلات دیفرانسیل مرتبهٔ دوّم برحسب دو مقدار ثابت نوشته می‌شوند و برای مشخص شدن این کمیّت‌ها باید این مقادیر ثابت مشخّص شوند. برای بدست آوردن این مقادیر ثابت نیز باید شرایط اوّلیه را داشته باشیم بدین معنی که در یک لحظهٔ مشخّص این کمیّت‌ها و مشتقّات زمانی آنها را داشته باشیم. لذا با مشخّص شدن شرایط اوّلیه در لحظه‌های بعد می‌توانیم مقادیر این کمیّت‌ها را پیشگویی کنیم که این توانایی پیشگویی در اصل همان جبریّت در مکانیک کلاسیک است. بنابراین بطور خلاصه از دیدگاه مکانیک کلاسیک مفهوم میدان عبارت است از کمیّتی که در یک لحظه و در یک مکان مشخّص دارای شدّت معیّنی باشد، که این شدّت با استفاده از پتانسیل محاسبه می‌شود.

اکنون به مکانیک کوانتومی می‌پردازیم. چنانچه می‌دانیم در اواخر قرن نوزدهم و اوایل قرن بیستم دانشمندان به آزمایش‌هایی دست زدند که بوسیلهٔ نظریّهٔ مکانیک کلاسیک نیوتنی و قوانین ماکسول نتایج مشاهدات حاصل از آنها را نمی‌توانستند توضیح دهند و یک اختلاف عمیق بین پیشگویی‌های تئوری و مشاهداتی که از تجربه بدست آمده بودند، دیده می‌شد. دانشمندان برای توجیه نتایج آزمایش‌ها شروع به دادن فرضیّه کردند و با یک سری فرضیّات توانستند نتایج آزمایش‌ها را توضیح دهند. مهمّ ترین این فرضیّات عبارت بودند از:

۱- انرژی امواج الکترومغناطیسی پیوسته نیست و به صورت ضریبی از یک انرژی پایه است.

۲- به هر ذره‌ای یک طول موج بنام طول موج روبروی می‌توان نسبت داد.

۳- تکانهٔ زاویه‌ای مداری یک کمیّت پیوسته نیست و مضربی از یک ثابت جهانی به نام ثابت پلانک است.

و... . ظرف مدّت کوتاهی با جمع‌بندی این فرضیّات در یک چهارچوب ریاضی، دانمشندان نظریّهٔ مکانیک کوانتومی را فرمول‌بندی کردند که براساس یک سری اصول و قضایای ریاضی می‌باشد. اصول مهمّ مکانیک کوانتومی عبارتند از:

۱- به هر مشاهده‌پذیر دینامیکی فیزیکی (مانند تکانهٔ خطّی، انرژی، تکانهٔ زاویه‌ای، ...) یک عملگر خطّی هرمیتی نسبت می‌دهیم که بصورت یک عملگر دیفرانسیلی و یا بصورت یک ماتریس نمایش داده می‌شود.

۲- حالت‌های سیستم فیزیکی بوسیله بردارهایی در یک فضای برداری مختلط (فضای هیلبرت) تعریف می‌شوند و عملگرها روی این فضای هیلبرت اثر می‌کنند.

۳- احتمال پیدا کردن سیستم در یک حالت مشخّص بوسیلهٔ مجذور اندازهٔ بردار حالت به توان دوم مشخّص می‌شود.

۴- با توجه به مکانیک کلاسیک که برای هر متغیّر دینامیکی R یک تکانهٔ تعمیم یافته P تعریف می‌کنیم، رابطهٔ جابجایی بین عملگرهای آنها در مکانیک کوانتومی توسّط رابطهٔ $[R,P]= i\hbar$ مشخّص می‌شود.

۵- به هر ذرّه یک اسپین نسبت داده می‌شود که عملگر آن در رابطهٔ $[S_i ,S_j]= i\varepsilon_{ijk} S_k$ صدق می‌کند. یادآوری می‌کنیم که ذرّات بنیادی موجود در طبیعت یا اسپین صحیح دارند (بوزون) و یا دارای اسپین نیمه صحیح (فرمیون) می‌باشند. اعمال این اصول اوّلیه را «کوانتش اوّل[1]» می‌گویند.

نسبیّت عامّ نیز یکی دیگر از نظریه‌های موفّق فیزیکی است که اصول آن بصورت زیر بیان می‌شوند:

۱- همه ناظرها با هم معادل هستند (اصل هموردایی یا تقارن).

۲- میدان گرانشی را می توان بطور موضعی[2] با انتخاب یک ناظر مناسب (ناظر آزاد افتان) حذف کرد (اصل هم ارزی).

بیان ریاضی اصل اوّل به این صورت است که کمیّت‌های مشاهده‌پذیر فیزیکی بوسیله یک سری عناصر ریاضی بنام تانسور بیان می‌گردند و معادلات فیزیکی بوسیله یک سری معادلات تانسوری نمایش داده می‌شوند. فرم معادلات مزبور مستقلّ از ناظر یا سیستم مختصّات می‌باشد و توسّط یک سری قوانین ریاضی می‌توان ارتباط بین کمیّت‌های مشاهده‌پذیر از دید دو ناظر (یا سیستم

1. First quantization
2. Local

مختصّات) را بیان کرد. به عبارت بهتر دو ناظر می‌توانند داده‌های خود را در مورد برّرسی یک رویداد واحد علیرغم یکسان نبودن‌شان، با هم مقایسه نمایند (نسبی بودن مشاهدات بوسیلهٔ ناظرها، ولی با این قید که آنها می‌توانند مشاهدات خود را با هم مقایسه کنند).

بر مبنای اصل دوّم، میدان گرانشی از نظر ریاضی بوسیلهٔ معادلهٔ نسبیّت عامّ اینشتین بیان می‌شود که یک معادلهٔ تانسوری است و ارتباطی بین هندسهٔ فضا ـ زمان و مادّهٔ موجود در آن می‌باشد ($c=1$):

$$R_{\mu\nu}-\frac{1}{2}g_{\mu\nu}R=8\pi G T_{\mu\nu}$$

سمت راست معادله همان شکل تانسوری مادّهٔ موجودر در طبیعت است و سمت چپ مشخّص کننده هندسهٔ فضا ـ زمان (متریک $g_{\mu\nu}$) می‌باشد.

در نظریّهٔ نسبیّت مطلق بودن نتایج برّرسی یک رویداد (مقادیر اندازه‌گیری شدهٔ کمیّت‌های مشاهده‌پذیر سیستم مورد برّرسی) از نظر دو ناظر از بین می‌رود، یعنی نتایج اندازه‌گیری به ناظر بستگی دارد. اما برای یک ناظر کمیّت‌های مشاهده‌پذیر مقادیر معلوم و مشخّصی دارند. برای مثال حرکت زمین به دور خورشید کاملاً معلوم و مشخّص می‌باشد. نظریّهٔ نسبیّت را از این دیدگاه مکانیک کلاسیک گویند. نقطهٔ مقابل این دیدگاه مکانیک کوانتومی است. مکانیک کوانتومی بیان می‌کند که یک کمیّت مشاهده‌پذیر از دید یک ناظر نیز یک کمیّت مطلق نیست و مقدار معلوم و مشخّصی ندارد. به عبارت دیگر مقادیر اندازه‌گیری شدهٔ کمیّت‌های مشاهده‌پذیر به ابزار اندازه‌گیری بستگی دارد. یعنی بر هم کنش سیستم مورد برّرسی با ابزار اندازه‌گیری نقش مهمی در مقادیر اندازه‌گیری دارند و تأثیر این بر هم کنش در دنیای مکیروسکوپی بزرگ می‌باشد. از طرفی مطابق اصول مکانیک کوانتومی که به هر کمیّت مشاهده‌پذیر دینامیکی سیستم مورد برّرسی یک اپراتور نسبت داده می‌شود که روی یک فضای هیلبرت اثر می‌کند و حالت سیستم فیزیکی توسّط برداری مانند $|\alpha,t>$ در این فضا مشخّص می‌شود (و مفهوم احتمال را می‌توان از آن بیرون کشید)، تحوّل زمانی سیستم بوسیله هامیلتونی و معادلهٔ شرودینگر مشخّص می‌شود ($\hbar=1$):

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\alpha,t>=\hat{H}|\alpha,t>$$

مقدار اندازه‌گیری شدهٔ یک کمیّت مشاهده‌پذیر بوسیله یک مقدار میانگین یا چشمداشتی تعریف می‌شود، و این مقدار میانگین است که رابطهٔ نزدیکی با مشاهدات تجربی دارد.

یکی از آثار خیلی مهمّ مکانیک کوانتومی عبارت است از اینکه یک مشاهده‌پذیر فیزیکی یک کمیّت ثابت نیست و حول یک مقدار ثابت (مقدار میانگین) نوسان می‌کند. این نوسانات به نوسانات کوانتومی معروفند و شدت آنها بوسیله $\Delta\hat{A}$ یا جذر میانگین مربّعی که یک کمیّت خیلی مهم در مفاهیم آماری است، بیان می‌شود:

$$\Delta\hat{A} = \sqrt{<\hat{A}^2> - <\hat{A}>^2}$$

$\hat{A}$ یک کمیّت مشاهده‌پذیر است و $<\hat{A}>$ مقدار میانگین $\hat{A}$ می‌باشد. مفهوم آمار و احتمال که در مکانیک کوانتومی وارد می‌شود، بخاطر عملگر بودن مشاهده‌پذیرها است و یا به بیان بهتر در ذات طبیعت وجود دارد. علّت وابسته کردن عملگر به مشاهده‌پذیرهای فیزیکی نیز برای توجیه نتایج آزمایش‌ها می‌باشد که با تقریب خیلی عالی موفّق بوده است. این دو نظریّهٔ مهمّ فیزیکی یعنی نسبیّت عامّ اینشتین و مکانیک کوانتومی که با تقریب خوبی نتایج مشاهدات ما را توضیح می‌دهند، مستقلّ از هم هستند و یک نظریّهٔ واحد باید این دو نظریّه را در حالت حدّی در بر داشته باشد. بنابراین ترکیبی از این دو نظریّه در حالت ساده، نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی را تشکیل می‌دهد.

به طوری که می‌دانیم در نظریّهٔ نسبیّت، فضا و زمان را از یک جنس می‌گیرند $(\vec{x}, t)$. ولی در نظریّهٔ مکانیک کوانتومی فضا را بوسیله یک عملگر نشان می‌دهند و زمان بصورت یک پارامتر ظاهر می‌شود و عملگر نیست. پس در ایجاد یک نظریّهٔ واحد ابتدا باید فرض کرد که مکان دیگر عملگر نباشد، که در آنصورت دیگر مشاهده‌پذیر نخواهد بود. اما برای مفهوم مکان ذرّه از مفهوم احتمال حضور ذرّه در مکان $\vec{x}$ استفاده می‌شود. یعنی میدان وابسته به مکان ذرّه، $\psi(\vec{x}, t)$، که در مکانیک کوانتومی مفهوم چگالی احتمال، $|\psi(\vec{x}, t)|^2$ ، را دارد بعنوان مشاهده‌پذیر در نظر گرفته شده و به آن یک عملگر نسبت داده می‌شود:

$\hat{\psi}(\vec{x}, t) \rightarrow$ عملگر میدان

که در این حالت $\vec{x}, t$ بصورت پارامتر ظاهر می‌شوند. به این نظریّه که در تقریب اوّل ظاهر می‌شود و تحت تبدیلات نسبیّت خاصّ (گروه پوانکاره) ناوردا است، نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی گویند. اصول این نظریّه عبارتند از:

۱- تقارن تحت گروه پوانکاره.

۲- اصل علّیت: یعنی رابطهٔ جابجایی بین میدان‌ها برای نقاط فضا گونه صفر است، $[\phi(x), \phi(y)]=0$.

۳- وجود خلأ: این خلأ یگانه است و برای تمام ناظرهای لورنتسی یکسان است.

۴- مثبت بودن نرم.

اعمال این اصول را کوانتش دوّم[1] می‌گویند. در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی بعلّت پارامتر بودن مکان $(\vec{x})$ ، برای میدان مکان را محاسبه نمی‌کنیم امّا محاسبهٔ انرژی و تکانه امکان‌پذیر است.

یادآوری می‌کنیم که وقتی ذرّه‌ای را بصورت کوانتومی برّرسی می‌کردیم، در اصل به آن یک تابع موج نسبت می‌دادیم و یا آن را بصورت یک میدان، $\phi(\vec{x},t)$ ، در نظر می‌گرفتیم و چنانچه ذکر شد معمولاً به این فرآیند کوانتش اوّل گفته می‌شود. مشکلاتی که در این کوانتش ظاهر می‌شوند، عبارتند از:

۱- خاصیّت دوگانگی موجی ـ ذرّه‌ای، بدین معنی که الکترون در یک آزمایش بصورت ذرّه ظاهر می‌شود و در آزمایش دیگر بصورت موج.

۲- در آزمایشی مشاهده می‌کنیم که الکترون و پاد الکترون خلق می‌شوند و پایستگی ذرّات را نداریم.

۳- تعریفی از اصل علیّت در مکانیک کوانتومی وجود ندارد.

و... . لذا برای بر طرف کردن این مشکلات مجبوریم که ایدهٔ کوانتش دوّم یا نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی را بپذیریم که عبارت است از اینکه تابع موج $\phi(\vec{x},t)$ را بصورت یک متغیّر دینامیکی مشاهده‌پذیر در نظر بگیریم و مطابق با اصول مکانیک کوانتومی به این متغیّر یک عملگر نسبت دهیم، بگونه‌ای که رابطه جابجایی آن با تکانهٔ تعمیم یافته‌اش $\pi(\vec{x},t)$ در رابطه زیر صدق کند:

$$[\,\phi(\vec{x},t)\ ,\ \pi(\vec{x}',t)\,] = i\,\delta^3(\vec{x}-\vec{x}')$$

در اصل روش کوانتش میدان‌ها به همان صورت کوانتش ذرّات است با این تفاوت که اکنون متغیّرهای دینامیکی سیستم، توابع ذرّه می‌باشند و تعداد درجات آزادی سیستم بینهایت شده است.

مشکلاتی که در نظریّهٔ مکانیک کوانتومی بیان شدند، در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی از بین خواهند رفت. امّا نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی خود دارای یک مشکل اساسی است و آن اینکه چون در این حالت درجهٔ آزادی سیستم بینهایت شده است، پس یک سری از بینهایت‌ها در محاسبات فیزیکی (مقدار چشمداشتی مشاهده‌پذیرها) ظاهر می‌شوند که خوشبختانه این بینهایت‌ها را با تکنیک‌هایی می‌توان پیدا کرده (منظّم‌سازی)[2] و از بین برد (باز بهنجارش)[3]. باید خاطر نشان کرد که تمام نظریّهٔ میدان‌هایی که تاکنون شناخته شده‌اند دارای این خاصیّت نیستند یعنی نمی‌توان بینهایت آنها را از بین برد و به یک نتیجهٔ فیزیکی رسید.

1. Second quantization
2. Regularization
3. Renormalization

خوشبختانه فیزیکدان‌ها تا به حال توانسته‌اند سه نیرو از چهار نیروی حاکم بر طبیعت را برحسب نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی که دارای این خاصیّت هستند، فرمول‌بندی کنند ولی نیروی چهارم که همان گرانش است در این چهارچوب قرار نمی‌گیرد. در حالت کلّی نمودار زیر را برای کوانتش می‌توان در نظر گرفت:

ذرّه (مکان $\mathbf{R}$) ← (کوانتش اوّل تابع موج $\phi(\vec{x},t)$ ← کوانتش دوم نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی

حال اگر این روند را برای میدان الکترومغناطیسی که به میدان آن یک ذرّه (فوتون) نسبت می‌دهیم اعمال کنیم، کوانتیزه کردن میدان الکترومغناطیسی در اصل کوانتش دوّم است و نمودار زیر را برای آن می‌توان در نظر گرفت:

ذرّه (فوتون) ← کوانتوش اوّل معادلات ماکسول ← کوانتش دوّم نظریّهٔ الکترودینامیک کوانتومی (QED)

بنابراین میدان مفهومی بنیادی‌تر از ذرّه است. اگر میدان بصورت متمرکز باشد، آن را بصورت ذرّه مشاهده خواهیم کرد و اگر متمرکز نباشد، آن را بصورت موج مشاهده خواهیم کرد. لذا مشکل دوگانگی موجی ـ ذرّه‌ای مکانیک کوانتومی در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی از بین می‌رود. مشکل دیگری که در مکانیک کوانتومی ظاهر می‌شود، پایستگی ذرّات است که در طبیعت شکسته می‌شود و ما خلق ذرّات از انرژی را داریم. در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی خلق ذرّات امکان دارد چون عملگر میدان برحسب عملگرهای خلق و فنا ساخته شده است که اگر این عملگرها روی حالت سیستم (بردارهای حالت در فضای هیلبرت) اثر کنند، موجب خلق یا نابودی یک ذرّه می‌شوند. مشکل دیگر مکانیک کوانتومی نداشتن تعریفی برای اصل علّیت است. این مشکل در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی بر طرف می‌شود به این ترتیب که دو میدان که در دو نقطه از فضا ـ زمان تعریف می‌شوند، اگر این دو نقطه در ناحیهٔ فضا ـ گونه واقع باشند رابطهٔ جابجایی آنها صفر می‌شود بدین معنی که این دو میدان هیچ برهم کنشی با هم ندارند و هر کدام از آنها را می‌توان بطور مستقلّ اندازه‌گیری کرد و این همان اصل علّیت در نسبیّت است که مطابق آن هیچ پیامی سریع‌تر از نور انتشار پیدا نمی‌کند.

یکی از اهداف نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی وحدت بخشیدن به همه نیروهای طبیعت از جمله گرانش است که جدا از سایر نیروها قرار گرفته است[۱]. تاکنون نظریه‌های مختلفی ارائه شده که تا حدّی این خواستهٔ فیزیکدانان را برآورده کرده است. در واقع موفقیّت در ارائهٔ توصیف واحد از دو یا سه نیرو و همخوانی آنها با نتایج تجربی دلیلی بر درست بودن مسیری است که فیزیکدانان نظری دنیا برای بسط و توسعهٔ دانش فیزیک پیش رو گرفته‌اند و بارقهٔ امیدی برای تلاش‌های بیشتر است.

نـظریّهٔ مـعروف واینبرگ ـ سـلام بـرای نـخستین بـار تـوانست بـرهم کنش‌های ضـعیف و الکترومغناطیسی را با یکدیگر همراه کند و نظریّهٔ وحدت بزرگ (GUT) [1]برهم کنش قوی را با آنها متّحد کرد. تنها نیروی گرانش است که جدا از سایر نیروهای طبیعت است و در مقابل کوانتش از خود مقاومت نشان می‌دهد و حتّی تلاش‌ها برای برّرسی آن در یک چارچوب کوانتومی بی‌نتیجه مانده‌اند. هرچند کوانتش گرانش در چهل سال اخیر سوژهٔ تلاش‌ها و ابتکارات فیزیکدانان زیادی بوده است، امّا هنوز هم این تلاش‌ها در دستیابی به یک تئوری کامل و رضایت بخش گرانش کوانتومی ناموفّق مانده‌اند. چرا فیزیکدان‌ها نتوانسته‌اند هنوز یک نظریّهٔ کوانتومی برای میدان گرانشی فرمول-بندی کنند؟

باید خاطر نشان کرد که ما می‌توانیم با همان دستور معمول در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی، میدان گرانشی را کوانتیزه کنیم. یعنی به کمیّت میدان یک عملگر نسبت دهیم که روی یک فضای هیلبرت اثر می‌کند ولی در محاسبهٔ کمیّت‌های فیزیکی بینهایت‌هایی ظاهر می‌شوند که این بینهایت‌ها را نمی-توان حذف کرد و به جواب‌های فیزیکی رسید. لذا پرسش معمول را به این صورت بازنویسی می-کنیم که چرا تاکنون فیزیکدان‌ها نتوانسته‌اند یک نظریّهٔ میدان کوانتومی برای میدان گرانشی پیدا کنند که بینهایت‌ها در محاسبهٔ کمیّت‌های فیزیکی وارد نشود.

در نسبیّت عامّ اینشتین برخلاف نظریّهٔ گرانشی نیوتنی که میدان به صورت نیرو بر ذرّات اثر می-کند، دیگر به صورت یک نیرو بر ذرّات وارد نمی‌شود بلکه به صورت انحنای فضا ـ زمان ظاهر می-شود و این انحنای فضا ـ زمان است که ذرّه را مقیّد به حرکت بر روی ژئودزی می‌نماید. برخی از مشکلات نظریّهٔ کوانتومی میدان گرانشی را به صورت زیر می‌توان دسته‌بندی نمود:

۱- در پیدا کردن یک فرمول‌بندی واحد برای کوانتش چهار نیروی موجود در طبیعت، سـه تای آنها (ضعیف، قوی و الکترومغناطیسی) به صورت نیرو ظاهر می‌شوند که بر سیستم اثر می‌کنند. در صـورتی که نـیروی چـهارّم یـعنی گرانش که با استفاده از فرمول بندی نسبیّت عامّ می‌خواهیم آن را کـوانتیزه کنیم، بـه صورت یک نـیرو ظاهر نمی‌شود بـلکه به صـورت انحنای فضا ـ زمان ظاهر می-شود.

۲- در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی اصل علّیت را با استفاده از مخروط نوری تعریف می‌کنیم که خود این مخروط با استفاده از متریک $g_{\mu\nu}(\vec{r},t)$ ساخته می‌شود. از طرفی معادلهٔ اینشتین را در تقریب نیمه کلاسیک به صورت زیر می‌توان نوشت:

$$R_{\mu\nu}-\frac{1}{2}g_{\mu\nu}R=8\pi G<\hat{T}_{\mu\nu}>$$

1. Grand Unified Theory

زیرا طرف راست آن کوانتومی (عملگر) و طرف چپ آن کلاسیک می‌باشد. اکنون برای کوانتیزه کردن طرف چپ (یعنی کوانتش میدان گرانشی) باید تانسور متریک $g_{\mu\nu}(\bar{r},t)$ را کوانتیزه کنیم. چون $g_{\mu\nu}$ مشخّص کنندهٔ مخروط نوری است، عملگر کردن آن به این معنی است که مخروط نوری ما حول مقدار میانگین در حال نوسان است. بنابراین می‌توانیم دو نقطه را در نزدیکی مخروط نوری در نظر بگیریم که در زمان‌های مختلف در داخل و در خارج مخروط قرار می‌گیرند. به عبارت دیگر دو نقطه که در یک لحظه زمان گونه هستند، در لحظه‌های بعد فضا گونه خواهند بود. بنابراین اصل علّیت را نمی‌توان به طور دقیق تعریف کرد، ولی این اصل یکی از اصول موضوعه نظریّه میدان‌های کوانتومی است. این مشکل برای اوّلین بار بوسیلهٔ دویت[1] با معرّفی روش میدان زمینه[2] برطرف گردید. در این روش متریک را به دو قسمت تجزیه می‌کنند :

$$g_{\mu\nu} = g^{(BG)}_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$$

که در آن $g^{(BG)}_{\mu\nu}$ یک متریک زمینه است که کلاسیکی است و عملگر نیست و اصل علّیت بوسیلهٔ این متریک تعریف می‌شود. $h_{\mu\nu}$ نیز بخش کوانتومی متریک است که به صورت عملگر در نظر گرفته می‌شود. بنابراین نظریّهٔ میدان کوانتومی گرانشی تبدیل به کوانتش میدان $h_{\mu\nu}$ می‌شود و به عبارت بهتر این میدان $h_{\mu\nu}$ است که روی متریک زمینه $g^{(BG)}_{\mu\nu}$ انتشار پیدا می‌کند. امّا برای کوانتش میدان $h_{\mu\nu}$ نیز مشکلات دیگری ظاهر می‌شود. بینهایت‌هایی که در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی ظاهر می‌شوند و بوسیلهٔ روش باز بهنجارش حذف می‌شوند، برای میدان گرانشی حذف نمی‌شوند و تنها تا تقریب یک حلقه می‌توان تئوری را باز بهنجار کرد. برای اینکه تا تقریب یک حلقه نیز باز بهنجارش به صورت هموردا صورت گیرد، باید متریک زمینه را یک متریک خمیده در نظر گرفت (زیرا اگر متریک زمینه تخت باشد، کوانتش به صورت هموردا صورت نمی‌گیرد). در اینجا نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی در فضا ـ زمان خمیده پا به عرصهٔ وجود می‌گذارد. لازم به ذکر است که در برهم کنش میدان اسکالر با میدان گرانشی در فضا ـ زمان خمیده برای به دست آوردن یک کنش مؤثّر باز بهنجارپذیر باید جملاتی به معادلهٔ اینشتین اضافه شود که منجر به معادلات حرکت با مشتقّات مراتب بالاتر از دو می‌شود [۲].

۴- مهم‌ترین مشکلی که در کوانتیزه کردن میدان گرانشی وجود دارد، مفهوم زمان است. در دو نظریّهٔ نسبیّت عامّ و مکانیک کوانتومی زمان به صورت متفاوتی ظاهر می‌شود. در مکانیک کوانتومی زمان به

1. Dewitt
2. Background field method

صورت یک پارامتر که تحوّل سیستم را بیان می‌کند ظاهر می‌شود و رفتار آن متفاوت با مکان است. زیرا مکان به صورت عملگر عمل می‌کند. امّا در نسبیّت عامّ زمان به صورت یک بعد از فضا ـ زمان ظاهر می‌شود که رفتار آن مانند فضا است. در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی رفتار فضا ـ زمان شبیه به رفتار آن در نسبیّت است زیرا هر دو به صورت پارامتر عمل می‌کنند. امّا اختلافات دیگری هنوز موجودند، مثلاً فضا سه بعد دارد ولی زمان یک بعد! در فضا به عقب می‌توان رفت ولی در زمان نمی‌شود!

یکی از فضا ـ زمان‌های خمیده که بیشتر مورد توجّه فیزیکدان‌ها بوده است، فضا ـ زمان دوسیته می‌باشد. در سال ۱۹۱۷ انیشتین با اعمال معادلهٔ خود به کیهان شناسی متوجه شد که جهان در حال انبساط است و چون در آن زمان بنابر جوّ حاکم بر دنیای علم و فلسفه جهان را ایستا تصوّر می‌کردند، لذا اینشتین برای رهایی از این مشکل جمله‌ای ثابت به معادلهٔ خود اضافه کرد که از انبساط جهان جلوگیری کند. این جمله را ثابت کیهان شناسی گویند. او معادله را به صورت زیر تغییر داد :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + g_{\mu\nu} \Lambda = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

در این حالت دیگر در نبود مادّه، فضا ـ زمان تخت نیست و انحناء دارد. اینشتین طرف راست معادله را برابر صفر قرار داد (یعنی خلأ):

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + g_{\mu\nu} \Lambda = 0$$

در همان سال دانشمندی بنام ویلیام دوسیته معادلهٔ اینشتین با طرف ثانی صفر و با ثابت کیهان‌شناسی Λ مثبت را حل کرد و متریکی پیدا کرد که به آن «متریک دوسیته» گفته می‌شود. فضا ـ زمانی را که با متریک دوسیته مشخّص می‌شود، فضا ـ زمان دوسیته گویند. این فضا ـ زمان تا دههٔ ۱۹۸۰ آنچنان مورد علاقهٔ فیزیکدانان قرار نگرفت، امّا کارهایی بر روی این فضاـ زمان به طور پراکنده انجام شده است، از جمله این که:

- در دههٔ ۱۹۴۰–۱۹۳۰ دیراک[۳] معادلهٔ موج الکترون و فوتون را در این فضا ـ زمان بدست آورد [۳].

● در دهۀ ۱۹۶۰–۱۹۴۰ ریاضیدانانی چون نیوتن[۴]، توماس[۵]، دیکسمیر[۶] و تاکاهاشی[۷] نمایش‌های کاهش ناپذیر گروه تقارنی فضا ـ زمان دوسیته را بطور کامل مورد بحث و برّرسی قرار دادند [۴ – ۸].

● در دهۀ ۱۹۸۰–۱۹۶۰ نظریّۀ میدان‌های کوانتومی برای ذرّات با اسپین $(\frac{1}{2}, 1, 0)$ در فضا ـ زمان دوسیته مورد بحث و برّرسی قرار گرفت [۹ – ۱۱].

● از دهۀ ۱۹۸۰ به بعد به علّت حضور متریک دوسیته در مدل تورّمی کیهان‌شناسی، فضا ـ زمان دوسیته مورد علاقۀ بیشتری واقع شد [۱۲] ، وکوانتش میدان گرانشی در این فضا ـ زمان مورد مطالعۀ وسیعی قرار گرفت [۱۴،۱۳] . از آن به بعد کار جدّی روی این فضا ـ زمان آغاز گردید. مجموعه حالت های خلأ ممکن میدان های کوانتومی در سال ۱۹۸۵ توسّط آلن مورد برّرسی قرار گرفت [۱۴].

یکی از مشکلات مدل تورّمی در آن زمان، بی‌پایان بودن تورّم بود در صورتی که مدل‌های استاندارد کیهان‌شناسی پیشگویی می‌کردند که جهان باید در حال انبساط با شتاب منفی باشد یعنی تورّم می‌بایست زمانی در گذشته تمام شده باشد، که در آن زمان این مسئله به عنوان یک نقص برای مدل تورّمی محسوب می‌شد. در سال ۱۹۸۶ با محاسبۀ انتشارگر گراویتون در فضا ـ زمان دوسیته متوجه شدند که یک بینهایت مادون قرمز غیرعادّی در این انتشارگر وجود دارد. در همان سال ایلیوپولوس و همکارانش محاسباتی را برای بدست آوردن ماتریس پراکندگی میدان اسکالر بوسیلۀ مبادلۀ یک گراویتون انجام دادند [۱۵] و متوجّه شدند که این بینهایت برخلاف محاسبات نظرّیۀ میدان درون نمودارهای درختی ماتریس پراکندگی ظاهر می‌شود، و این می‌توانست به این معنی باشد که این بینهایت یک مفهوم فیزیکی به دنبال دارد! بنابراین به دنبال این محاسبات دانشمندان به این فکر افتادند که به وسیلۀ این بینهایت (واگرایی مادون قرمز) بتوانند مکانیسمی برای پایان دادن به تورّم در مدل تورّمی پیدا کنند.

در سال ۱۹۹۶ ایلیوپولوس و همکارانش محاسباتی را برای بدست آوردن کنش مؤثّر در فضا ـ زمان دوسیته برای میدان اسکالر و گراویتون انجام دادند [۱۶] و نشان دادند که این بینهایت‌ها تا حلقۀ اوّل ظاهر نمی‌شوند، و این نشان از آن داشت که بینهایت ظاهر شده در انتشارگر گراویتون ممکن است مفهوم فیزیکی نداشته باشدو به علّت پیمانۀ انتخاب شده باشد، یعنی محاسبات قبلی برای محاسبۀ انتشارگر گراویتون اشتباه بوده است. این نتایج بعداً توسط دانشمندان دیگری نیز مورد تأیید قرار گرفت. بالاخره با معرّفی یک روش جدید کوانتش نشان داده شد که از دیدگاه نظریّه گـروهها،

واگرایی مـادون قـرمز بخاطر یک تـبدیل پیمانه‌ای بوده است که قبلاً مـورد برّرسی قرار نمی‌گرفت [۱۶ – ۲۲].

از سال ۱۹۹۸ به بعد که داده‌های تجربی نشان دادند جهان ما در تقریب اوّل به فضا ـ زمان دوسیته نزدیک است، توجّه آن بیشتر شده است [۱ ، ۱۸]. لذا کوانتش میدان[۸] در این فضا ـ زمان از اهمیّت بالایی برخوردار است. امّا در برّرسی کوانتش میدان در فضا ـ زمان دوسیته مشکل مدصفر برای میدان اسکالر بدون جرم با جفت شدگی مینیمم ظاهرگردید و بدنبال آن اثبات شد که باید فضای جواب‌ها تحت عمل گروه دوسیته به منظور حفظ همموردایی[۹] میدان کوانتیزه شده، ناوردا باشد [۲۳]. با تعریف "مدصفر صحیح" مشاهده شد که به منظور حفظ همموردایی و برای این که فضای جواب‌ها تحت عمل گروه دوسیته ناوردا باشد، باید حالت‌های غیرفیزیکی با انرژی منفی (که دارای نرم منفی[۱۰] هم هستند) نیز وارد نظریّه شوند و روش گوپتا ـ بلویلر[۱۱] یا کوانتش کرین[۱۲] برای کوانتش همموردای این میدان که دارای تقارن پیمانه‌ای[۱۳] است، پیشنهاد شد. همچنین پیشنهاد گردید که با اعمال روش جدید برای کوانتش میدان در مشاهده پذیرهای فیزیکی نظیر تانسور انرژی ـ تکانه تغییری حاصل نمی‌شود. یادآوری می‌کنیم که در نظر گرفتن حالت‌های انرژی منفی در سال ۱۹۴۲ توسّط دیراک پیشنهاد شد [۲۴]، ودرسال ۱۹۵۰ گوپتا [۲۵] و بلویلر [۲۶] بطور مستقلّ ایدهٔ مزبور را هنگام کوانتش میدان‌برداری به منظور حفظ ناوردایی لورنتس در نظریّهٔ الکترودینامیک کوانتومی (QED) بکار بردند.

لازم به ذکر است که برای کوانتش میدان تانسوری بدون جرم با اسپین ـ ۲ (گرانش خطّی) نیز مشکلی مشابه با میدان اسکالر بدون جرم با جفت شدگی مینیمم[۱۴] ظاهر می‌شود و معادلهٔ این میدان نیز دارای تقارن پیمانه‌ای است. بنابراین برای کوانتش همموردای این میدان نیز روش گوپتا ـ بلویلر را بکار می‌گیرند. با محاسبه انتشارگر گراویتون[۱۵]، واگرایی لگاریتمی در حدّ فواصل جدایی بزرگ، $(x-x')\to\infty$، در این انتشارگر ظاهر می‌شود که با اعمال روش گوپتا ـ بلویلر این واگرایی در انتشارگر و در نتیجه در دامنهٔ پراکندگی نمودار درختی از بین می‌رود [۱۸ ، ۲۷].

مهمّ ترین نتیجه کوانتش جدید حذف واگرایی مادون قرمز[۱۶] در تابع گرین[۱۷] در حدّ فواصل نسبی بزرگ [۱۹ ،۲۸]، و حذف واگرایی ماوراء بنفش[۱۸] در تانسور انرژی– تکانه می‌باشد که بدین معنی است که میدان اسکالر آزاد در این روش بطور خودکار بازبهنجار است و لزومی به استفاده از روش معمول ترتیب نرمال[۱۹] نمی‌باشد. جالب توجّه است که با استفاده از روش جدید کوانتش، بازبهنجارش[۲۰] طبیعی برای مسائل ذیل حاصل شده است:

- کوانتش میدان جرم‌دار آزاد در فضا ـ زمان دوسیته [۱۹].
- تابع دو نقطهٔ گراویتون در فضا ـ زمان دوسیته [۱۸].
- کنش مؤثّر برای میدان اسکالر در یک فضا ـ زمان دلخواه در تقریب تک حلقه [۲۹].

- دامنهٔ پراکندگی نمودار درختی برای میدان اسکالر با مبادلهٔ تک گراویتون در فضا ـ زمان دوسیته [۲۷].
- برّرسی اثر کازیمیر[۲۱] با استفاده از کوانتش در فضای کرین [۳۰].

مسائل ذکر شده در فوق الهام بخش ما در تعمیم روش جدید به نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی در فضا- زمان تخت بوده است. در این رساله، ما به برّرسی کوانتش میدان‌های بوزونی و اسپینوری در فضا – زمان مینکوفسکی و نیز باز فرمول بندی نظریّهٔ الکترودینامیک کوانتومی با استفاده از روش جدید کوانتش پرداخته و نشان داده‌ایم که مشکل واگرایی در نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی (QFT) با افزودن حالت‌های غیرفیزیکی[۲۲] با انرژی منفی برطرف می‌گردد [۳۱ – ۳۳]. در واقع مشکل واگرایی هنگامی ظاهر می‌شود که حالت‌های فرکانس منفی که دستهٔ دیگر جواب‌های معادلهٔ میدان در سطح کلاسیکی‌اند، با توجه به یکی از اصول موضوعهٔ مکانیک کوانتومی یعنی شرط مثبت بودن انرژی و احتمال دور ریخته می‌شوند. امّا این کار سبب شکستن ظرافت نظریّهٔ میدان‌های کوانتومی استاندارد و ظاهر شدن ناهنجاری[۲۳] می‌شود. بنابراین، وارد نمودن حالت‌های غیرفیزیکی با انرژی منفی ما را به یک نظریّهٔ میدان کوانتومی که بطور خودکار باز بهنجار[۲۴] است، رهنمون می‌گردد.

---

1. De Sitter
2. Einstein
3. Dirac
4. Newton
5. Tomas
6. Dexmier
7. Takahashi
8. Field quantization
9. Covariance
10. Negative norm
11. Gupta – Bleuler
12. Krein
13. Gauge symmetry
14. Minimal coupling
15. Graviton propagator
16. Infrared
17. Green function
18. Ultraviolet
19. Normal ordering
20. Renormalization
21. Casimir
22. Unphysical States
23. Anomally
24. Renormalized

فصل اوّل

کوانتش میدان درفضای هیلبرت