بسم الله الرحمن الرحيم

دانشکده فیزیک

پایان نامه تحصیلی برای دریافت درجه کارشناسی ارشد

رشته فیزیک گرایش بنیادی

موضوعاتی در رهیافت دبروی- بوهم بر مکانیک کوانتومی

استاد راهنما:

دکتر مجید رهنما

مؤلف:

وحید حسین زاده جوری

مرداد ماه ۱۳۹۱

این پایان نامه به عنوان یکی از شرایط درجه کارشناسی ارشد به

دانشکده فیزیک

دانشگاه شهید باهنر کرمان

تسلیم شده است و هیچگونه مدرکی به عنوان فراغت از تحصیل دوره مزبور شناخته نمی‌شود.

دانشجو : وحید حسین زاده جوری

استاد راهنما : دکتر مجید رهنما

داور ۱ :

داور ۲ :

معاون آموزشی و پژوهشی دانشکده :

حق چاپ محفوظ و مخصوص به دانشگاه شهید باهنر کرمان است.

تقدیم به:

استاد عزیز و دلسوزم

دکتر مجید رهنما

تشکر وقدردانی :

بر خود لازم می دانم که از زحمات استاد عزیزم دکتر مجید رهنما تشکر ویژه نمایم، همچنین پدر و مادر مهربانم که طی این سالها، لطف شان پیوسته شامل حال من بوده است.

چکیده:

مکانیک بوهمی که تئوری دبروی- بوهم و مدل موج هدایت گر نیز نامیده می‌شود، نسخه ای از مکانیک کوانتومی است که در سال ۱۹۲۷ به وسیله لوییس دبروی، کشف شد. دیوید بوهم اولین کسی بود که متوجه اهمیت و معنی این تئوری شد. او تئوری دبروی را دوباره و این بار در شکلی جامع تر در ۱۹۵۲ به دست آورد. مکانیک بوهمی آسان ترین مثال از تئوری هایی است که اغلب تفسیر متغیر پنهانی از مکانیک کوانتومی نامیده می‌شوند. در مکانیک بوهمی، توصیف سیستمی از ذرات، به وسیله تابع موج سیستم و مکان حقیقی ذرات آن صورت می‌گیرد. تابع موج بر طبق معادله شرودینگر و مکان حقیقی ذرات به وسیله "معادله هدایت گر" تحول می یابد. معادله هدایت گر معادله ای است که سرعت ذرات را بر حسب تابع موج بیان می‌کند. یکی از بزرگترین امتیازات مکانیک بوهمی این است که در این تئوری نیازی به ساخت اصول موضوعه درباره اندازه‌گیری نیست و اصول معمول اندازه‌گیری در مکانیک کوانتومی شامل رمبش تابع موج و اصل بورن، پیامد تحلیل معادله شرودینگر و معادله هدایت گر است. در این پایان نامه ابتدا ویژگی های عمده و چالش برانگیز مکانیک کوانتومی استاندارد را مرور می‌کنیم. سپس خصوصیات اساسی مکانیک بوهمی را معرفی می‌کنیم و در نهایت نشان می‌دهیم که چه گونه این تئوری می‌تواند جوابی برای بعضی از مشکلات مکانیک کوانتومی استاندارد باشد.

کلید واژه ها : مکانیک بوهمی، شالوده های مکانیک کوانتومی، تعبیر هستی شناختی وعلی از مکانیک کوانتومی، تئوری موج هدایتگر، تئوری دبروی- بوهم

فهرست مطالب

فصل اول: مروری تاریخی ۱

۱.۱ مقدمه ۲

۱.۲ مسیر مکانیک موجی ۲

۱.۳ مسیر مکانیک ماتریسی ۴

۱.۴ تئوری های موج هدایت گر ۵

فصل دوم: مکانیک کوانتومی استاندارد و برخی از چالشهایش ۸

۲.۱ مکانیک کوانتومی استاندارد ۹

۲.۲ مرز بین واقعیت ماکروسکوپی و جهان میکروسکوپی ۱۱

۲.۳ مسئله اندازه‌گیری ۱۳

۲.۴ استدلال EPR ۱۵

۲.۵ مسئله حد کلاسیکی ۱۹

فصل سوم: متغیرهای پنهان ۲۱

۳.۱ مدل متغیر های پنهان ۲۲

۳.۲ اثبات های عدم امکان متغیرهای پنهان ۲۳

۳.۳ بافتی بودن (Contextuality) ۲۴

۳.۴ نامساوی بل و غیرموضعیت (nonlocality) ۲۵

فصل چهارم: مکانیک بوهمی ۳۱

۴.۱ مبانی مکانیک بوهمی ۳۲

۴.۲ اصول موضوعه مکانیک بوهمی..... ۳۳

۴.۳ هم تغییری(equivariance) ۳۴

۴.۴ تابع موج موثر(effective wave function) یک زیر سیستم ۳۶

۴.۵ اسپین و آزمایش اشترن گرلاخ ۴۰

۴.۶ تداخل امواج و آزمایش دو شکاف ۴۷

۴.۷ غیر موضعیت ۵۳

فصل پنجم: فرمول بندی دوباره معادله شرودینگر ۵۵

۵.۱ تعریف انرژی، تکانه، تکانه زاویه ای و معرفی پتانسیل کوانتومی ۵۶

۵.۲ سد پتانسیل و پدیده تونل زنی ۶۰

فصل ششم: حد کلاسیکی ۶۴

۶.۱ حد کلاسیکی در چارچوب مکانیک بوهمی ۶۵

۶.۲ حد $V_{qm} \to 0$ ۶۶

فصل هفتم: مکانیک بوهمی و مسئله اندازه‌گیری ۷۰

۷.۱ رمبش و مکانیک بوهمی ۷۱

۷.۲ اندازه‌گیری در چارچوب مکانیک بوهمی ۷۲

۷.۳ ظهور طبیعی عملگرهای هرمیتی ۷۸

نتیجه گیری ۸۳

مراجع ۸۵

فصل اول

مروری تاریخی

۱.۱ مقدمه

در اوایل قرن بیستم پدیده هایی در آزمایشگاه مشاهده شد که مکانیک کلاسیک از عهده ی توجیه آن‌ها بر نمی آمد. به تدریج بسیاری از فیزیکدانان شروع به جستجو برای مفاهیمی جهت ساخت تئوری های جدید کردند. این جستجوها سرانجام نتیجه داد و نظریه ای تحت عنوان مکانیک کوانتومی شکل گرفت. مکانیک کوانتومی در تبیین پدیده هایی که مکانیک کلاسیک در توجیه آن‌ها شکست خورده بود، به طور حیرت انگیزی موفق ظاهر شد. تا جایی که می‌توان گفت یکی از موفق ترین نظریه ها در تاریخ علم از حیث توجیه پدیده ها مکانیک کوانتومی بوده است. جستجو برای یافتن نظریه جدید در اوایل قرن بیستم در دو مسیر متفاوت دنبال می شد، یکی مسیری که به مکانیک ماتریسی انجامید و دیگری که مکانیک موجی را درپی داشت. بعدها هم ارز بودن مکانیک ماتریسی و مکانیک موجی نشان داده شد. اما واقعیت این بود که این دو شکل از مکانیک کوانتومی برپایه ی مفاهیم و جهان بینی های متفاوتی بدست آمده بود و همچنین انگیزه بوجود آورندگان آن‌ها برای حرکت به سمت چنین نظریه هایی متفاوت بود، در نتیجه تعبیری که هر کدام از آن‌ها از تئوری های خود و همچنین از کل جهان میکروسکوپی داشتند، به نحوقابل توجهی باهم اختلاف داشت. از یک طرف بزرگانی مثل بور[۱]، هایزنبرگ[۲]، پاولی[۳]، جوردان[۴] و... برنامه ای را دنبال کردند که در نهایت به مکانیک ماتریسی انجامید و در طرف دیگر شخصیت هایی مثل انیشتین[۵]، دبروی[۶]، شرودینگر[۷] و... خطی را پی گرفتند که حاصل آن مکانیک موجی بود.

۱.۲ مسیر مکانیک موجی[۸]

در سال ۱۹۰۹، انشتین با استفاده از قانون تابش جسم سیاه پلانک:

$$\rho(\vartheta, T) = \frac{8\pi\vartheta^2}{c^3} h\vartheta [\exp\left(\frac{h\vartheta}{KT}\right) - 1]^{-1} \qquad (۱.۱)$$

[1] N. Bohr
[2] W. Heisenberg
[3] W. Pauli
[4] T. Jordan
[5] A. Einstein
[6] L. De Broglie
[7] E. Schrödinger
[8] wave mechanics

و هم چنین شرایط کوانتش انرژی پلانک[1]:

$$\varepsilon = h\vartheta \qquad (۱.۲)$$

توانست متوسط نوسانات مجذور انرژی، برای تابش جسم سیاه در تعادل گرمایی با یک سیستم دیگر را محاسبه کند:

$$< \varepsilon^2 >= (Vd\vartheta)[h\vartheta\rho + \left(\frac{c^3}{8\pi\vartheta^2}\right)\rho^2] \qquad (۱.۳)$$

او نشان داد که جمله ی اول در کروشه وقتی قابل انتظار است که که نور از ذرات مستقل (فوتون ها) تشکیل شده باشد و وجود جمله ی دوم به این علت است که نور از امواجی تشکیل یافته که باهم تداخل می‌کنند. در واقع از لحاظ تاریخی یکی از اولین جاهایی که دوگانگی موج-ذره به عنوان تفسیری بر یک تئوری مورد تائید تجربی ظاهر می‌شود، همین جاست. خاصیت موجی نور از قبل برای فیزیکدانان شناخته شده بود، این خاصیت در پدیده های مختلفی از جمله در آزمایش دو شکاف و همچنین تمام آزمایش هایی که به نوعی با تداخل امواج نوری در ارتباط بود، مشاهده می شد. همچنین در آن زمان آزمایش هایی در حال انجام بود که در آن خاصیت ذره ای نور بارز بود. مثلا آزمایش هایی که کامپتون[2] برروی پراکندگی نور به وسیله الکترون ها انجام می داد و همچنین پدیده فوتوالکتریک. برای توجیه نتایج این آزمایش ها لازم بود که نور را شامل ذراتی دانست که تکانه و انرژی مشخصی دارند.

این رفتار دوگانه نور سردرگمی فراوانی را در میان فیزیک دانان به وجود آورده بود. در سال ۱۹۲۳ لوییس دبروی نظریه ای برای فهم رفتار دوگانه نور ابداع کرد. دبروی در اوایل جوانی اش، متوجه شباهت ریاضی بین اپتیک موجی و مکانیک کلاسیک ذرات شده بود. او با توجه به این شباهت و بر اساس کارهایی که قبلا برروی ایده فوتون اینشتین انجام داده بود، توانست مدلی را پیشنهاد کندکه در آن مسیر ذره مورد نظر توسط فاز موج متناظر با آن ذره تعیین می‌شود. می‌توان گفت خط اصلی در کارهای دبروی موجبیت کلاسیکی است. اواعتقاد داشت که می‌توان نمایش دقیقی از فرایندهای میکروسکوپی در فضا زمان ارائه کرد. در این مورد انتظارات او مثل اینشتین

[1] M. Planck
[2] A. H. Compton

بود. ایده موج هدایت گر دبروی مورد توجه اینشتین قرار گرفت و اظهارات اینشتین در مورد این تئوری توجهات را بسوی آن جلب کرد. تئوری دبروی بطور وسیعی بخصوص در آلمان مورد مطالعه قرار گرفت و البته در این بین شرودینگرتنها کسی بود که ایده ی اصلی را گرفت. او در سال۱۹۲۶ توانست با استفاده از شباهت بین اپتیک و مکانیک که ریشه در کارهای هامیلتون داشت و همچنین با استفاده از ایده های دبروی درباره امواج و ذرات، ساختار ریاضی مکانیک موجی را فرمول بندی کند.

شرودینگر خود در ارتباط با انگیزه اش برای رفتن به سمت چنین نظریه ای این طور می گوید:

"تئوری من از کارهای دبروی و همچنین اظهارات کوتاه اما بی نهایت آینده نگرانه انیشتین الهام گرفته است."

بدین ترتیب انیشتین، دبروی و شرودینگر قهرمانان راهی بودند که به مکانیک موجی ختم شد.آن‌ها تاکید زیادی بر روی جنبه پیوسته تابش الکترومغناطیسی داشتند و این ایده که موج پیوسته یک محتوای اساسی در جهان میکروسکوپی است در بین آن‌ها مشترک بود. همچنین، حداقل برای اینشتین و دبروی، توصیف علی، تصویر پذیری و خودسازگاری از شرایط مهم تئوری فیزیکی به حساب می آمد.[۲۸]

۱.۳ مسیر مکانیک ماتریسی[1]

برخلاف سردمداران مکانیک موجی که به پیوستگی، تصویرپذیری و علیت در سطح اتمی اعتقاد داشتند، پیشگامان مکانیک ماتریسی در جستجوی نظریه ای اساسا متفاوت بودند. برنامه آن‌ها از بنیاد برروی مفاهیمی مثل گسستگی و عدم موجبیت در سطح پدیده های اتمی استوار بود. با توصل به همین مفاهیم، بور در سال ۱۹۱۳ موفق شد مدلی برای اتم ارائه دهد. عنصراصلی در این مدل گزارهای گسسته بود، که از فرض کوانتش تکانه زاویه ای مداری الکترون بدست می آمد. این مدل در آن زمان، زبانی را برای بحث در مورد پدیده های اتمی فراهم می‌کرد. پاولی و هایزنبرگ نیز، به عنوان دانشجویان جوان زومرفلد[2] این مدل را پذیرفته بودند. این دو در برنامه

[1] matrix mechanics
[2] A. Sommerfeld

بورن برای تعمیم دادن این مدل به سیستم‌های مولکولی شرکت داشتند. شکست آنان در این پروژه آن‌ها را به این نتیجه رساند که اساسا مفهوم مدارهای الکترون که نقشی اساسی در مدل بور دارد را باید کنار گذاشت. هایزنبرگ در پی این شکست ها، آن طور که خود می گوید به این نتیجه رسید که باید تئوری را به طور کامل از مشاهده ناپذیرهایی مثل مدار الکترون پاک سازد. تلاش‌های او برای حذف مشاهده ناپذیرها از مدل بور به مکانیک ماتریسی ختم شد. هر چند تحلیلی عمیق تر از کار واقعی هایزنبرگ نشان می‌دهد که فلسفه پوزیتیوسیتی[1] خذف مشاهده ناپذیرها، نه به عنوان اصل راهنمایی برای رسیدن به مکانیک ماتریسی بلکه بیشتر به عنوان توجیهی در پایان کار بوده است. به هر حال تصویر پذیری نیز یکی دیگر از مفاهیمی بود که در مسیر رسیدن به مکانیک ماتریسی کنار گذاشته شد. بور معتقد بود که کنارگذاشتن تصویرسازی از فرایندهای اتمی امری ناگزیر است و در نهایت آن رهایی از تصویرسازی که بور در پی آن بود توسط مکانیک ماتریسی هایزنبرگ به طور کامل فراهم شد.

۱.٤ تئوری های موج هدایت گر

دیدگاه های مبتنی بر موج هدایت گر[2] بر راه حلی برای مسئله دو گانگی پیوستگی- گسستگی در طبیعت استوارند. این دیدگاه ها در جواب این سوال که آیا پیوستگی خاصیت بنیادین است و گسستگی از آن نتیجه می‌شود؟ یا گسستگی خاصیت بنیادین است و پیوستگی خاصیتی تقریبی در شرایط حدی خاصی است؟ راه سومی را در پیش می‌گیرند. دیدگاه های مبتنی بر موج هدایت گر خواص گسستگی و پیوستگی را به یک اندازه بنیادین می دانند. آن‌ها جهان را شامل امواجی می‌دانند که طبق یک معادله دینامیکی خاص در حال تحول اند و همچنین شامل ذراتی که تحت تاثیر این امواج در مسیری مشخص در فضا زمان حرکت می‌کنند. بدین وسیله این دیدگاه ها بدون هیچ ابهامی هم می‌توانند پدیدهایی نظیر طرح تداخلی در آزمایش دو شکاف را توجیه کنند و هم پدیده هایی مثل آزمایش کمپتون و اثر فوتوالکتریک را. از لحاظ تاریخی ایده موج هدایت گر، حتی قبل از کشف مکانیک کوانتومی، برای اولین بار بوسیله ی انیشتین مطرح شده بود [۲۷]. او امیدوار بودکه بتوان پدیده تداخلی نور را که در آزمایش دو شکاف مشاهده می‌شود و همچنین وجود فوتون ها را با این فرض که آن‌ها توسط میدآن‌های الکترومغناطیسی هدایت

[1] positivistic
[2] Pilot-Wave

می‌شوند، توضیح داد. چیزی که خود آن را میدان هدایت گر می نامید. بعد از آن ایده امکان هدایت الکترون ها توسط توابع موج، به وسیله بورن هنگامی که بر روی نظریه برخورد کار می‌کرد، مورد بررسی قرار گرفت[1]. اندکی بعد از کشف شرودینگر در ۱۹۲۶، دبروی برپایه ایده موج هدایت گر، معادله حرکتی برای ذره تحت تاثیر موج به دست آورد، او در کنگره سولوی[2] ۱۹۲۷ نشان داد که چگونه می‌توان با استفاده از این معادله حرکت، پدیده تداخل کوانتومی را بصورت دقیق و روشن توضیح داد. با این حال دبروی نتوانست اعتراض پاولی را که در مورد برخورد غیرالاستیک موج تخت با یک پراکننده بود، به خوبی پاسخ بگوید. این اعتراض و پاسخ ضعیف دبروی تاثیر منفی ای برروی حاضران سرشناس آن جمع داشت. دبروی خود نیز بعدها از رهیافت موج هدایت گر خود دست کشید و همراه جمع مشتاقان تعبیر کپنهاگی شد که بسرعت هم طرفدارانش زیاد می شد و توافق عمومی در مورد آن بالا می رفت.

درسال ۱۹۵۲ دیوید بوهم [3] با چاپ دو مقاله ([۳] و [۴]) دوباره ایده موج هدایت گر را احیاء و بصورت بی نقصی فرمول بندی کرد. این تئوری جدید از نظر نتایج با مکانیک کوانتومی استاندارد هم ارز بود و تمام پدیده هایی که مکانیک کوانتومی آن‌ها را توجیه می‌کرد را توضیح می داد و جدا از آن نیز توانسته بود خیلی از مشکلاتی که مکانیک کوانتومی استاندارد از آن رنج می برد را بصورت قابل توجهی حل کند. با این حال، تئوری بوهم مورد استقبال چندانی قرار نگرفت. در دهه ی ۶۰ و بیشتر دهه ی ۷۰ خود بوهم هم چندان به تئوری اش توجهی نداشت. تا این که اواخر آن دهه او و همکارانش مجددا شروع به کار بروی آن کردند و اسم آنرا تعبیر علی یا هستی شناختی از مکانیک کوانتومی[4] گذاشتند. در دهه های ۶۰، ۷۰ و ۸۰ جان بل[5] یکی از اصلی ترین هواداران تئوری بوهم بود. رویکرد او در دهه ۹۰ توسط افرادی مانند دتلف دور[6]، شلدن گلدشتاین[7] و نینو زنگی[8] ادامه پیدا کرد. البته رویکرد آن‌ها قدری با رویکرد خود بوهم تفاوت داشت. هر چند این تفاوت در مبنا و اصول نبود. بعنوان مثال آن‌ها تاکید زیادی برروی پتانسیل کوانتومی نداشتند. در نظر آن‌ها پتانسیل کوانتومی تنها بعنوان ابزاری صوری برای ریختن یک مکانیک غیرکلاسیکی در فرمی نیوتنی دارای اهمیت بود. نوشتن مکانیک کوانتومی در یک

[1] Born 1926
[2] solvay congress 1927
[3] D. Bohm
[4] ontological and causal interpretation of quantum mechanics
[5] J. S. Bell
[6] D. Dürr
[7] S. Goldstein
[8] N. Zanghì

فرم نیوتنی، به هنگام بحث در مورد حد کلاسیکی، بررسی را آسان می‌کرد. آن‌ها نیز اسم مکانیک بوهمی[1] را برای تئوری جدید انتخاب کردند.

[1] Bohmian mechanics

فصل دوم

مکانیک کوانتومی استاندارد و برخی از چالشهایش

۲.۱ مکانیک کوانتومی استاندارد[1]

فرمالیزم مکانیک کوانتومی استاندارد را می‌توان در اکثر کتاب های درسی راجع به مکانیک کوانتومی یافت ([۸] و [۱۱]). با اینکه این فرمالیزم ارتباط تنگاتنگی با تعبیر کپنهاگی دارد، نمی‌توان آن را تماما ناشی از تعبیر کپنهاگی دانست یا الزاما تعبیر کپنهاگی را ضمیمه ضروری آن قلمداد کرد، زیرا تعبیر کپنهاگی برای ارجاع به امکانات مختلفی استفاده می‌شود که ریشه در نوشته های بور دارد. در حقیقت فرمالیزم استاندارد حاصل کارهای بور، هایزنبرگ، پاولی، شرودینگر، دیراک[2] و فون نویمن[3] و ... برروی فیزیک اتمی است. هرچند که بزرگان نامبرده در مورد تمام جزئیات و همچنین تعبیر مکانیک کوانتومی با هم در یک راستا نیستند، اما بطور کلی آن‌ها در مورد چند اصل زیر که پایه و اساس فرمالیزم استاندارد را تشکیل می‌دهد، در توافقند:

۱) یک سیستم کوانتومی بطور کامل بوسیله یک بردار حالت در فضای هیلبرت[4] توصیف می‌شود، این بردار حالت در یک معادله خطی صدق می‌کند از این رو اصل برهم نهی در مورد جواب های این معادله، که توصیف کننده ی سیستم اند، صادق است.(معادله خطی در مورد مکانیک کوانتومی غیرنسبیتی همان معادله شرودینگر است.)

$$|\Psi> \in \mathbb{H} \quad , \quad (i\hbar \frac{\partial}{\partial t}|\Psi>_t = H|\Psi>_t) \qquad (۲.۱)$$

که در آن H هامیلتونی سیستم و $\mathbb{H}$ نشان گر فضای هیلبرت است.

۲) نتایج حاصل از اندازه‌گیری به وسیله ی مشاهده پذیرهایی حساب می‌شوند که متناظر با عملگرهای هرمیتی[5] هستند. این عملگرهای هرمیتی بصورت خطی، بر روی بردارهای حالت در فضای هیلبرت عمل می‌کنند.

$$O \in \mathcal{L}(\mathbb{H}) \quad , \quad O = O^{\dagger},\ O(a|\alpha> + b|\beta>) = aO|\alpha> + bO|\beta> \qquad (۲.۲)$$

که در آن $\mathcal{L}(\mathbb{H})$ مجموعه تمام عملگرهایی است که در فضای هیلبرت $\mathbb{H}$ عمل می‌کنند.

[1] standard quantum mechanics
[2] P. A. M. Dirac
[3] J. Von Neumann
[4] Hilbert space
[5] self-adjoint operator

۳) مقدار یک مشاهده پذیر مشخص، وقتی بطور دقیق تعریف شده است که بـردار حالـت سیسـتم یکی از ویژه بردارهای عملگر هرمیتی نشان دهنده ی آن مشاهده پذیر باشد. (مجموعه تمام ویـژه بردارهای یک عملگر هرمیتی در یک فضای هیلبرت، پایه ای برای این فضا تشکیل می‌دهند. یعنی هر بردار دلخواه را می‌توان برحسب این مجموعه بسـط داد). در ایـن حالـت مقـدار مشـاهده پـذیر مورد نظر همان ویژه مقدار متناظر با ویژه بردار ذکر شده است.

$$|\Psi >= |o^i > \ , \ O|o^i >= o^i|o^i > \qquad (۲.۳)$$

$$\forall|\alpha >\in \mathbb{H} \ , |\alpha >= \sum_{i=1}^{n} c_i \ |o^i > \qquad (۲.۴)$$

که در اینجا n بعد فضای هیلبرت است و c_i ها ضرایب مختلط عامی هستند.

۴) وقتـی بـردار حالـت یکـی از ویـژه بردارهـای یـک مشـاهده پـذیر نیسـت، نتـایج انـدازه‌گیـری مشاهده پذیر مورد نظر از قبل مشـخص نیسـت. نتـایج یـک سـری آزمایشـات بـرای انـدازه‌گیـری مشاهده پذیر مذکور، بر روی سیستم‌هایی که همـه بـا یـک بـردار حالـت توصـیف مـی‌شـوند، بـه صورت غیر قابل پیش بینی تغییر می‌کند.

۵) اگـر بـردار حالـت بصـورت زیـر باشـد، آن وقـت احتمـال بدسـت آوردن مقـدار o^i پـس از اندازه‌گیری برروی این سیستم که با $|\alpha >$ توصیف شده اسـت، $|c_i|^2$ اسـت. ($|o^i >$ هـا ویـژه بردارهای مشاهده پذیر O هستند).

$$|\alpha >= \sum_{i=1}^{n} c_i \ |o^i > \qquad (۲.۵)$$

(یعنی اگر برروی تعداد بسیار زیادی سیستم که همگی با $|\alpha >$ توصیف می‌شوند اندازه‌گیری O را انجام دهیم، در مورد کسر $|c_i|^2$ از کل آن‌ها جواب o^i را بدست می‌آوریم.)

۶) به علت جا به جا نشدن خیلی از مشاهده پذیرها (از جمله X و P)، برخلاف مکانیک کلاسیک نمی‌توان در یک زمان، مقادیر تمام مشاهده پذیرها را برای یک سیستم فیزیکی بطور دقیق تعریف کرد. به عنوان مثـال، اگـر A و B نماینـده ی دو مشـاهده پـذیر باشـند و ایـن دو عملگـر در رابطـه $[A,B] \neq 0$ صدق کنند.آن گاه نمی‌توان بردار حالتی یافت که همزمان ویژه بردار این دو مشاهده پذیر باشد و به همین علت همیشه حداقل یکی از این مشاهده پذیرها مقدار دقیق و خوش تعریفی ندارد.

مجموعه این اصول موضوعه چارچوبی را برای کاربرد نظریه کوانتوم فراهم می‌سازد. با این حال و هرچند که این اصول روشن و واضح هستند، اما همچنان ما را به فهمی از پدیده های کوانتومی نمی‌رسانند. در این مورد مری گلمان[1] (۱۹۸۱) می گوید:

"مکانیک کوانتومی روشی گیج کننده و اسرار آمیز است که هیچ کدام از ما واقعا آن را نمی فهمیم، اما می‌دانیم چطور آن را بکار ببریم."

درجایی دیگر ([۱۵]) نیز ریچارد فانیمن[2] می گوید:

"فکر می کنم می‌توانم با اطمینان بگویم هیچ کس مکانیک کوانتومی را نفهمیده است."

این اظهار نظرها ریشه در یک واقعیت دارد و آن این است که مکانیک کوانتومی با فرمالیزم استاندارد قابل فهم نیست. مکانیک کوانتومی نسخه ای برای پیش بینی نتایج آزمایش ها در وضعیت های آزمایشی مختلف برحسب احتمالات نسبی فراهم می‌کند، اما هرگز تصویر روشن و دقیقی از فرایندهای میکروسکوپی ارائه نمی‌دهد. در حقیقت منشاء غیرقابل فهم بودن مکانیک کوانتومی همین تصویر ناپذیری آن است. سیستم مورد بررسی، در مکانیک کوانتومی مسیری مشخص در فضا زمان را طی نمی‌کند، بلکه تحول آن در فضای هیلبرت اتفاق می‌افتد. به همین سبب آن صورت از علیتی[3] که در فیزیک کلاسیک وجود دارد و مبنای تصویر پذیری این تئوری نیز هست، در این جا از دست می‌رود. یعنی یک علیت تام همراه با نمایش رخداد به رخداد در بستر فضا زمان. چیزی که موجب می‌شود بتوانیم جهانی را که مکانیک کلاسیک توصیف می‌کند، در ذهن تجسم کنیم.

۲.۲ مرز بین واقعیت ماکروسکوپی[4] و جهان میکروسکوپی[5]

یکی از مشکلات مکانیک کوانتومی استاندارد این است که حوزه کاربرد این نظریه دقیقا مشخص نیست. شاید اولین بار در تاریخ علم باشد که چنین نظریه ای داریم. یعنی نظریه ای که در

[1] M. Gell-Mann
[2] R. Feynman
[3] causality
[4] macroscopic
[5] microscopic