

مفاهیم بنیادی مکانیک کوانتومی

مشاهده پذیرهای سازگار در مکانیک کوانتومی

حسین شناور

گروه فیزیک، دانشکده علوم



دانشگاه هرمزگان

- حسین شناور مفاهیم بنیادی مکانیک کوانتومی

- ۱ مشاهده پذیرهای سازگار در مکانیک کوانتومی
- مشاهده پذیرهای سازگار
- اندازه گیری بر روی مشاهده پذیرهای سازگار

آنچه گذشت: مقدمه ای بر سیستم های اسپین ۱/۲

در جلسه پیش از نتایج آزمایش اشترن-گرلاخ استفاده کرده و حالت ها و عملگرهای اسپینی را

به صورت زیر یافتیم:

$$|S_x; \pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|+\rangle \pm \frac{1}{\sqrt{2}}|-\rangle$$

$$|S_y; \pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|+\rangle \pm \frac{i}{\sqrt{2}}|-\rangle$$

$$S_x = \frac{\hbar}{2} (|+\rangle\langle-| + |-\rangle\langle+|)$$

$$S_y = \frac{\hbar}{2} (-i|+\rangle\langle-| + i|-\rangle\langle+|)$$

روابط جابجایی و پادجابجایی دو عملگر به صورت زیر تعریف می شوند:

$$[A, B] = AB - BA$$

$$\{A, B\} = AB + BA$$

می توان نشان داد که عملگرهای اسپینی یک رابطه جابجایی به صورت زیر با هم دارند:

$$[S_i, S_j] = i \epsilon_{ijk} \hbar S_k$$

$$\{S_i, S_j\} = \frac{1}{2} \hbar^2 \delta_{ij}$$

از رابطه پادجابجایی می توان نشان داد که برای عملگر $\vec{S}^2 = \vec{S} \cdot \vec{S} = S_x^2 + S_y^2 + S_z^2$ روابط

زیر برقرار است:

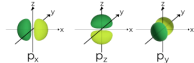
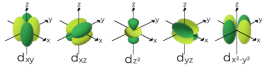
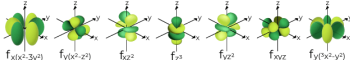
$$[\vec{S}^2, S_i] = 0$$

$$\vec{S}^2 = \frac{3}{4} \hbar^2$$

اهداف این جلسه

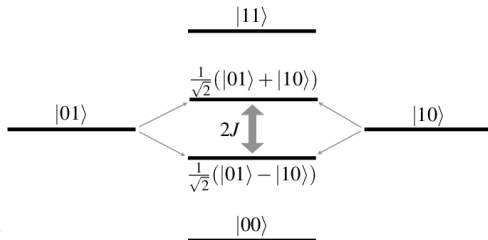
در این جلسه می خواهیم با مشاهده پذیرهای سازگار در مکانیک کوانتومی آشنا شویم. نکته اساسی که می خواهیم بفهمیم این است که وقتی دو مشاهده پذیر سازگار باشند، ویژه کت های هر کدام از آن دو می توانند پایه های فضا را تشکیل دهند. ولی دو مشاهده پذیر ناسازگار نمی توانند ویژه کت های مشترک و کامل تشکیل دهند.

هدف نهایی ما این است که حالت نهایی سیستم را تا حد ممکن به صورت شفاف (یعنی یکتا) توصیف کنیم. عدم تعیین در مشخص کردن حالت ها معمولا در اثر تبهگنی ویژه حالت ها رخ می دهد. مثلا برای توصیف حالت یک اتم از کت $|n, l, m, s\rangle$ استفاده می کنیم که در آن n عدد کوانتومی اصلی، l عدد کوانتومی اوربیتالی (تکانه زاویه ای)، m عدد کوانتومی مغناطیسی و s عدد کوانتومی اسپینی است.

s orbital		$n = 1, 2, 3, \dots, 7$ $l = 0$ $m = 0$
p orbital		$n = 2, 3, \dots, 6$ $l = 1$ $m = 0, \pm 1$
d orbital		$n = 3, 4, \text{ and } 5$ $l = 2$ $m = 0, \pm 1, \pm 2$
f orbital		$n = 4$ $l = 3$ $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$

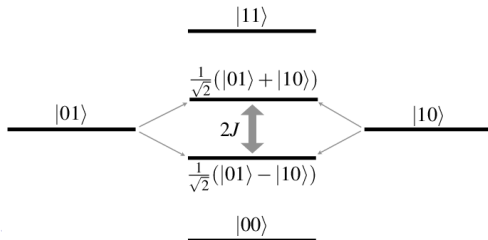
تعریف مشاهده پذیرهای سازگار

- دو مشاهده پذیر را سازگار می نامند اگر آن دو با هم جابجا شوند و ناسازگار می نامند اگر با هم جابجا نشوند:
 $[A, B] = 0$ $[A, B] \neq 0$
- تمرین: نشان دهید که مشاهده پذیرهای $\vec{S}^2$ و S_z سازگار هستند در حالی که دو مشاهده پذیر S_z و S_x ناسازگارند.
- ما می دانیم که فضای حالت را می توان توسط ویژه کت های مشاهده پذیر A و یا ویژه کت های مشاهده پذیر B بسط داد. یکی از سوالات اصلی ما این است که اگر این دو مشاهده پذیر بر روی فضای مشترکی تعریف شده باشند، آنگاه چه ارتباطی بین ویژه کت های A و ویژه کت های B وجود دارد؟
- برای پاسخ به این سوال لازم است که مفهوم تبهگنی را دوباره مرور کنیم.



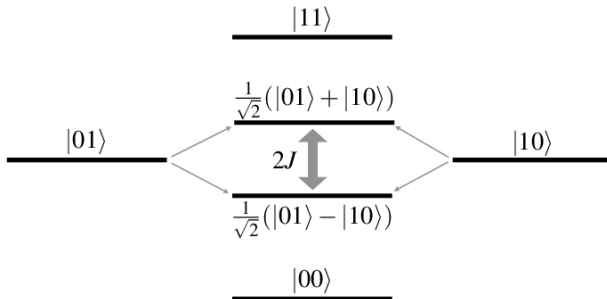
رابطه تبهگنی و سازگاری

- یادآوری: اگر دو ویژه کت مستقل خطی از عملگر A موجود باشند که ویژه مقادیر یکسانی داشته باشند، چنین ویژه مقادیری را تبهگن می نامیم.
- در چنین وضعیتی، دیگر ویژه کت های $|a_i\rangle$ نمی توانند توصیف کاملی از حالت سیستم کوانتومی به دست دهند.
- به علاوه، قضیه ای که پیشتر برای تعامد ویژه کت های متفاوت یک عملگر اثبات کردیم، تحت فرض غیرتبهگن بودن ویژه کت ها اثبات شد. فرض تبهگن بودن آن قضیه را مورد تردید قرار می دهد.
- در واقع وقتی تعداد ویژه کت های غیر تبهگن از تعداد ابعاد فضای ویژه کت کمتر باشد، عملاً ایده بسط حالت سیستم به کمک مجموعه $|a_i\rangle$ زیر سوال خواهد رفت.



رابطه تبهگنی و سازگاری

- راه حل: در این مواقع باید عملگر دیگری مانند B یافته و عدم تعین موجود در توصیف حالت سیستم را به کمک آن برطرف کنیم. در واقع برچسب هایی که توسط ویژه کت های A و B و ... به صورت همزمان تولید خواهیم کرد می توانند کلیت فضای سیستم کوانتومی مورد نظر را "به صورت یکتا" توصیف کنند.
- عملگرهای A و B چه ویژگی هایی باید داشته باشند؟ برای فهم این پرسش باید با مفهوم سازگاری دو عملگر آشنا شویم.



قضیه

● قضیه: فرض کنید که A و B دو مشاهده پذیر سازگارند و ویژه مقادیر A غیر تبهگن هستند. آنگاه عناصر ماتریس $\langle a_j | B | a_i \rangle$ قطری هستند.

● توجه: پیشتر ثابت کرده ایم که اگر عملگر A را در ویژه پایه های خودش بنویسیم، آنگاه آن عملگر حتماً قطری خواهد بود.

● اثبات: با استفاده از این نکته که این دو عملگر سازگارند، و بنابراین جابجایی شان برابر صفر است، داریم:

$$\langle a_j | [A, B] | a_i \rangle = \langle a_j | (AB - BA) | a_i \rangle = (a_j - a_i) \langle a_j | B | a_i \rangle = 0$$

بنابراین، به جز در مواردی که $a_j = a_i$ (حالت تبهگن)، مقادیر $\langle a_j | B | a_i \rangle$ باید صفر باشند. پس ماتریس B قطری است.

● بنا به این قضیه می توان عناصر ماتریس B را به صورت زیر نوشت:

$$\langle a_j | B | a_i \rangle = \delta_{ij} \langle a_i | B | a_i \rangle$$

یعنی می توان عملگرهای A و B را با ویژه کت های مشترکی به صورت قطری نوشت. بنابراین

$$B = \sum_i \sum_j |a_i\rangle \langle a_i | B | a_j\rangle \langle a_j| = \sum_j |a_j\rangle \langle a_j | B | a_j\rangle \langle a_j| = \sum_j b_j |a_j\rangle \langle a_j|$$

که در آن $b_j = \langle a_j | B | a_j \rangle$. پس در واقع $|a_j\rangle$ ویژه کت های همزمان دو عملگر A و B هستند و بهتر است بنویسیم $|a_j, b_j\rangle$ ، هرچند این نمادگذاری برای ویژه کت های غیرتبهگن

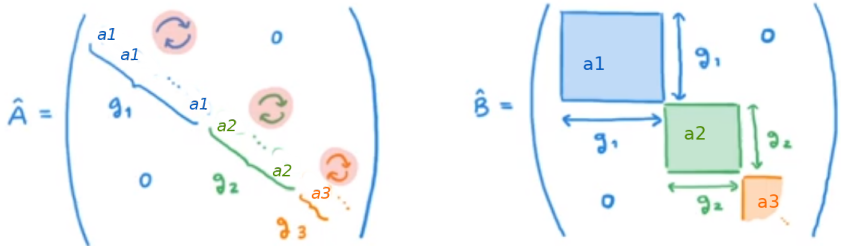
غیرضروری خواهد بود.

اگر ویژه کت ها تبهگن باشند چه می شود؟

- اگر ویژه کت ها تبهگن باشند چه می شود؟ آیا باز هم قضیه بالا برقرار است؟
- پاسخ خلاصه: بله! هرچند مساله کمی چالش برانگیز است.

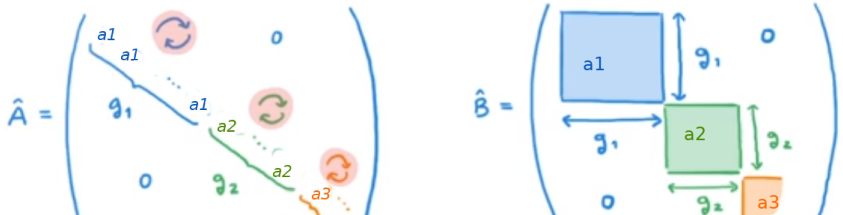
فرض کنید ویژه مقادیر عملگر A تبهگن هستند. مثلاً به تعداد g_1 ویژه مقدار a_1 ، g_2 ویژه مقدار a_2 و ... داریم. آنگاه ماتریس قطری A به صورت زیر نوشته می شود.

- البته، آن بخش از ویژه حالت های A که تبهگن هستند به صورت یکتا تعریف نمی شوند. در واقع می توان "ترکیب های خطی" از ویژه کت های تبهگن با ویژه مقدار a_1 را ساخت که باز هم ویژه کت عملگر A با ویژه مقدار a_1 باشند. نکته مهم این است که ماتریس A در همه این مجموعه ویژه حالت ها باز هم قطری خواهد بود.



اگر ویژه کت ها تبهگن باشند چه می شود؟

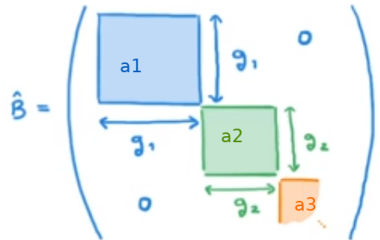
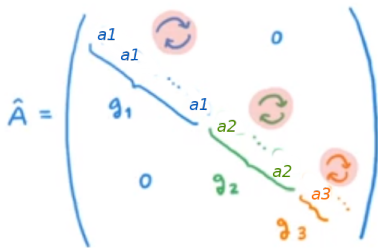
- حال اگر ویژه کت های عملگر A همان ویژه کت های عملگر B هم باشند، آنگاه B نیز در ویژه پایه های A قطری خواهد شد.
- البته اگر ویژه کت ها تبهگن باشند، آنگاه عملگر A مجموعه های متفاوتی از ویژه کت ها را داراست و هیچ تضمینی وجود ندارد که یک دسته خاص از ویژه کت های پیدا شده برای A بتواند ماتریس B را نیز قطری کند. ماتریس B در حالت کلی قطری مربعی خواهد بود (یعنی قطری نیست!) مگر اینکه بتوانیم در پایه های خاصی (که باید آن ها را پیدا کنیم) آن را نیز قطری کنیم. در این پایه های خاص هر دو ماتریس A و B قطری خواهند بود و بنابراین مقدار دو مشاهده پذیر A و B را می توان با یک اندازه گیری متوالی (بدون مختل کردن سیستم) تعیین کرد. در این صورت می توان قضیه بالا را حتی برای حالت های تبهگن نیز اثبات کرد. هدف ما در ادامه توضیح این نکته است.



اگر ویژه کت ها تبهگن باشند چه می شود؟

• در واقع می توان از آزادی عملی که در انتخاب پایه های A داریم استفاده کرده و مجموعه ویژه پایه هایی را یافت که در آن A و B به صورت همزمان قطری باشند. سپس می توان قضیه بالا را برای ویژه کت های تبهگن نیز اثبات کرد. این مهم ترین نتیجه این جلسه است و در آینده نیز بسیار مفید خواهد بود.

• می خواهیم ثابت کنیم: اگر A و B سازگار باشند و A تبهگن باشد، آنگاه همیشه می توان "حداقل یک ترکیب خطی از ویژه کت های A " ساخت که در آن B نیز قطری شود. در این صورت قضیه اساسی بالا باز هم درست خواهد بود.



اگر ویژه کت ها تبهگن باشند چه می شود؟

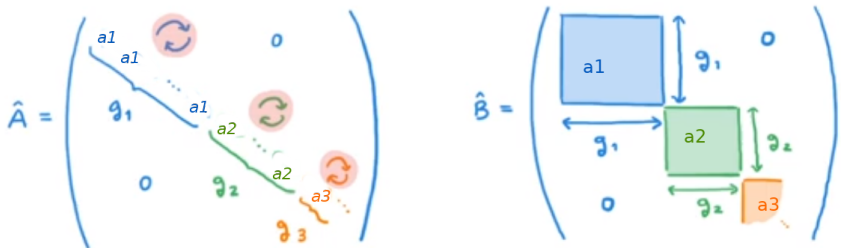
- اگر ویژه مقدار a_i از عملگر هرمیتی A دچار تبهگنی g_i گانه باشد، آنگاه می توان نوشت

$$A|a_i^n\rangle = a_i|a_i^n\rangle \quad \text{for } n = 1, 2, \dots, g_i$$

چرا دو اندیس به کار برده ایم؟ پاسخ: چون می خواهیم تبهگنی حالت ها را به درستی لحاظ کنیم! در نمادگذاری ویژه کت $|a_i^n\rangle$ ، اندیس i به ما می گوید که معادله ویژه مقداری بالا مربوط به ویژه مقدار a_i می باشد و اندیس n به ما می گوید که ویژه حالت تبهگن است و به تعداد g_i ویژه حالت با ویژه مقدار a_i وجود دارند.

- یک نکته: در یک فضای حالت N بعدی، ما باید N ویژه کت مستقل خطی داشته باشیم. به عبارت دیگر داریم $\sum_i g_i = N$ ؛ و یا

$$|a_1^1\rangle, |a_1^2\rangle, \dots, |a_1^{g_1}\rangle, |a_2^1\rangle, |a_2^2\rangle, \dots, |a_2^{g_2}\rangle, |a_3^1\rangle, |a_3^2\rangle, \dots, |a_3^{g_3}\rangle, \dots$$

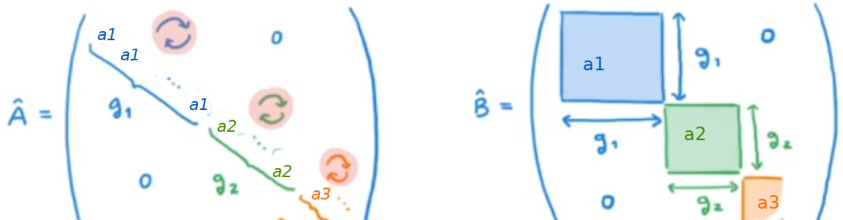


اگر ویژه کت ها تبهگن باشند چه می شود؟

- توجه: هرگونه ترکیب خطی در فضای g_1 باز هم یک ویژه حالت عملگر هرمیتی A با ویژه مقدار a_1 خواهد بود. اثبات: فرض کنید $|\chi\rangle = \sum_n c_n |a_1^n\rangle$ آنگاه

$$A|\chi\rangle = A \sum_n c_n |a_1^n\rangle = \sum_n c_n A|a_1^n\rangle = \sum_n a_1 c_n |a_1^n\rangle = a_1 \sum_n c_n |a_1^n\rangle = a_1 |\chi\rangle$$
 همین نتیجه برای فضای g_2 و ... هم درست است.
- حالا روش متعامدسازی گرام-اشمیت به ما اجازه می دهد که مجموعه ای از حالت های مستقل خطی از عملگر A را دریافت کرده و ویژه کت های دیگری از عملگر A با خاصیت یکامتعامد (orthonormal basis) بسازیم. این روش را بعدا به صورت مفصل بررسی خواهیم کرد. حالا فرض می کنیم که فرایند متعامدسازی گرام-اشمیت اجرا شده و ویژه حالت های $|a_i^n\rangle$ یکامتعامد هستند. در نتیجه برای آنها می توان نوشت:

$$\langle a_i^n | a_j^{n'} \rangle = \delta_{ii'} \delta_{nn'}$$

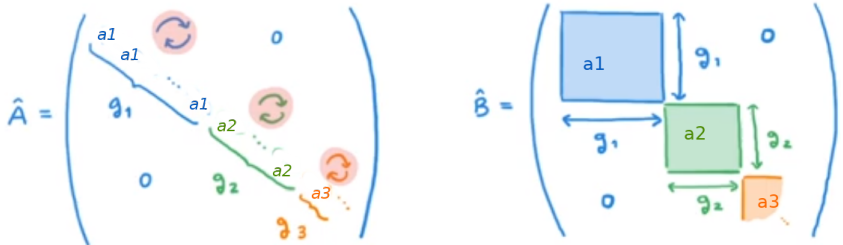


اگر ویژه کت ها تبهگن باشند چه می شود؟

- حال می توان اثبات کرد که اگر A و B جابجا شوند، آنگاه می توان یک مجموعه مشترک از ویژه کت ها را یافت که هر دو عملگر A و B را به صورت همزمان قطری کنند.
- در ابتدا مقدار عناصر ماتریس B یعنی $\langle a_i^n | B | a_i^{n'} \rangle$ را می یابیم. در این صورت می توان از فرض جابجاپذیری دو عملگر نوشت:

$$\langle a_i^n | (AB - BA) | a_i^{n'} \rangle = (a_i - a_i') \langle a_i^n | B | a_i^{n'} \rangle = 0$$

حال اگر داشته باشیم $i \neq i'$ آنگاه می توان نتیجه گرفت که $\langle a_i^n | B | a_i^{n'} \rangle = 0$. ولی اگر داشته باشیم که $i = i'$ ، آنگاه دیگر نمی توان چنین نتیجه ای گرفت. اینها مقادیر غیر صفر در ماتریس های کوچک مربعی در شکل زیرند.



اگر ویژه کت ها تبهگن باشند چه می شود؟

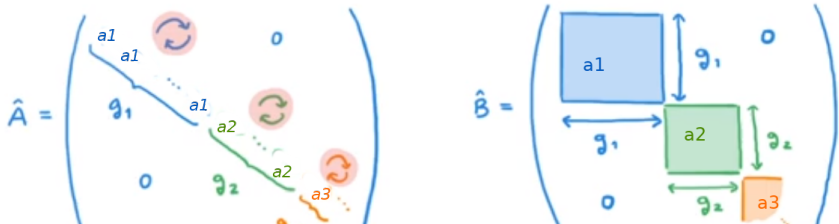
ولی با توجه به اینکه عملگر B یک عملگر هرمیتی است، ماتریس مربعی آبی رنگ $g_1 \times g_1$ در شکل زیر هم هرمیتی است. بنابراین می توان یک معادله ویژه مقداری برای این ماتریس کوچک به شکل $B|b_1^n\rangle = b_1^n|b_1^n\rangle$ نوشت که در آن ویژه کت های $|b_1^n\rangle$ ماتریس آبی رنگ را قطری می کنند. یعنی

$$\langle b_1^{n'} | B | b_1^n \rangle = b_1^n \delta_{nn'}$$

ولی با توجه به اینکه $|a_1^n\rangle$ و $|b_1^n\rangle$ فضای حالت یکسانی را بسط می دهند، می توان نوشت:

$$|b_1^n\rangle = \sum_{m=1}^{g_1} \langle a_1^m | b_1^n \rangle |a_1^m\rangle \Rightarrow A|b_1^n\rangle = \sum_{m=1}^{g_1} \langle a_1^m | b_1^n \rangle A|a_1^m\rangle = a_1^n |b_1^n\rangle$$

پس در زیرفضای ماتریس آبی رنگ می توان هر دو ماتریس A و B را در پایه های $|b_1^n\rangle$ قطری کرد. همین کار را می توانیم برای ماتریس های مربعی سبز، نارنجی و ... هم انجام دهیم تا کل ماتریس B قطری شود.



اگر ویژه کت ها تبهگن باشند چه می شود؟

● حالا نتیجه خواسته شده اثبات شد: اگر A و B سازگار باشند و A تبهگن باشد، آنگاه همیشه می توان "حداقل یک ترکیب خطی از ویژه کت های A " ساخت که در آن B نیز قطری شود. در این صورت قضیه اساسی که در ابتدای درس بیان شد، باز هم درست خواهد بود:

● اگر عملگرهای هرمیتی A و B جابجا شوند $[A, B] = 0$ ، آنگاه همیشه می توان ویژه کت های یکامتعامدی را در فضای حالت یافت که این دو عملگر را به صورت همزمان قطری کنند.

● در واقع شایسته است ویژه کت هایی که به صورت همزمان عملگرهای A و B را قطری می کنند را با نمادگذاری $|a_i, b_j\rangle$ نشان دهیم:

$$A|a_i, b_j\rangle = a_i|a_i, b_j\rangle \quad B|a_i, b_j\rangle = b_j|a_i, b_j\rangle$$

در واقع می توان عکس قضیه را هم اثبات کرد:

● قضیه: اگر عملگرهای هرمیتی A و B ویژه پایه های مشترکی داشته باشند آنگاه A و B جابجا می شوند.

● اثبات: یک حالت دلخواه را می توان به شکل $|\psi\rangle = \sum_i \sum_j c_{ij} |a_i, b_j\rangle$ نوشت. بنابراین خواهیم داشت:

$$(AB - BA) |\psi\rangle = \sum_i \sum_j c_{ij} (AB - BA) |a_i, b_j\rangle = \sum_i \sum_j c_{ij} (a_i b_j - a_i b_j) |a_i, b_j\rangle = 0$$

حالتی که چند عملگر دو به دو سازگار داریم

- در حالتی که چند عملگر دو به دو سازگار داریم، یعنی

$$[A, B] = [A, C] = [B, C] = \dots = 0$$

باز هم میتوان همین نتایج را به دست آورد. به ویژه می توان ویژه کت های $|a_i, b_j, c_k, \dots\rangle$ را برای توصیف سیستم به کار برد به طوری که متعامد باشند

$$\langle a_i, b_j, c_k, \dots | a_{i'}, b_{j'}, c_{k'}, \dots \rangle = \delta_{ii'} \delta_{jj'} \delta_{kk'} \dots$$

و رابطه بستار برای آنها صادق باشد:

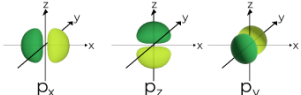
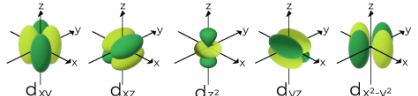
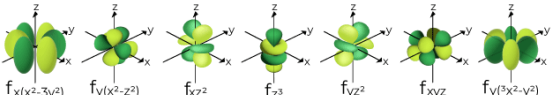
$$\sum_i \sum_j \sum_k \dots \sum |a_i, b_j, c_k, \dots\rangle \langle a_i, b_j, c_k, \dots| = 1$$

- ایده اصلی این است که اگر بتوانیم به تعداد کافی مشاهده پذیرهای سازگار A و B و ... را بیابیم، آنگاه ویژه کت های مشترک $|a_i, b_j, c_k, \dots\rangle$ می توانند فضای حالت سیستم کوانتومی مورد نظر ما را به صورت کامل و یکتا توصیف کنند. در واقع قسمت زیادی از تلاش ها در توصیف سیستم های کوانتومی در این جهت است.

- در درس بعد خواهیم آموخت که برای مشاهده پذیرهای ناسازگار نمی توان ویژه کت های مشترک تعریف کرد.

خلاصه درس تاکنون

روشی که به کار بردیم به ما توضیح می دهد که چرا مثلا برای توصیف حالت یک اتم از کت $|n, l, m, s\rangle$ استفاده می کنیم. در اینجا n عدد کوانتومی اصلی، l عدد کوانتومی اوربیتالی (تکانه زاویه ای)، m عدد کوانتومی مغناطیسی و s عدد کوانتومی اسپینی است.

s orbital		$n = 1, 2, 3, \dots 7$ $l = 0$ $m = 0$
p orbital		$n = 2, 3, \dots 6$ $l = 1$ $m = 0, \pm 1$
d orbital		$n = 3, 4, \text{and } 5$ $l = 2$ $m = 0, \pm 1, \pm 2$
f orbital		$n = 4$ $l = 3$ $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$

اندازه گیری بر روی مشاهده پذیرهای سازگار

- ما حالا فرایند اندازه گیری بر روی مشاهده پذیرهای سازگار را در نظر می گیریم. فرض کنید که در ابتدا A را اندازه گیری می کنیم و مقدار a_i را به دست می آوریم. در ادامه نیز B را اندازه گیری می کنیم و مقدار b_j را به دست می آوریم. حالا اگر دوباره A را اندازه گیری کنیم باز هم مقدار a_i را خواهیم یافت. در واقع اندازه گیری بر روی B اطلاعات سیستم درباره حالت a_i را از بین نبرده است.

$$|\alpha\rangle \xrightarrow{A \text{ measurement}} |a', b'\rangle \xrightarrow{B \text{ measurement}} |a', b'\rangle \xrightarrow{A \text{ measurement}} |a', b'\rangle$$

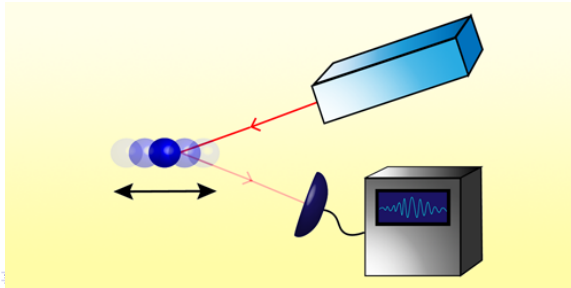
- اگر ویژه کت های عملگر A تبهگن باشند: پس از اولین اندازه گیری بر روی مشاهده پذیر A ، و پیدا کردن مقدار a_i ، حالا سیستم در یک برهمنهی مانند حالت زیر قرار دارد:

$$\sum_n c_n |a_i, b_n\rangle$$

که در آن یک تبهگنی g_i گانه را شاهد هستیم. در ادامه نیز B را اندازه گیری می کنیم و فقط یکی از مقادیر جمع بندی بالا، مثلاً b_m ، را به دست می آوریم و سیستم به حالت $|a_i, b_m\rangle$ منتقل می شود. حالا اگر دوباره A را اندازه گیری کنیم باز هم مقدار a_i را خواهیم یافت. به عبارت دیگر، با و بدون تبهگنی، اندازه گیری بر روی عملگرهای سازگار A و B با هم تداخل نخواهند کرد.

اهمیت فهم مشاهده پذیرهای سازگار و ناسازگار

- جمعبندی: چرا مشاهده پذیرهای سازگار مهم هستند؟ پاسخ: چون ویژگی های فیزیکی را که به مشاهده پذیرهای سازگار نسبت می دهیم می توان به صورت همزمان (مشترک) توصیف کرد. در نتیجه اندازه گیری های پیاپی بر روی مشاهده پذیرهای سازگار اختلالی در یکدیگر به وجود نخواهد آورد.
- ولی اگر دو مشاهده پذیر سازگار نباشند، مانند موقعیت و تکانه ذره، آنگاه ناممکن است که آن دو را به صورت همزمان با دقت دلخواه اندازه گیری کرد. در واقع اندازه گیری های دو مشاهده پذیر ناسازگار با یکدیگر اختلال ایجاد خواهند کرد. این وضعیت منجر به اصل عدم قطعیت می شود که یکی از شگفت ترین ویژگی های مکانیک کوانتومی است. این موضوع جلسات بعد است.



نکات مهم این درس

انتظار این است که در انتهای این درس شما بتوانید مشاهده پذیرهای سازگار و مهم ترین ویژگی های آنها را به درستی توضیح دهید. به ویژه انتظار می رود که بتوانید پرسش های زیر را پاسخ دهید:

- ۱ چه نوع مشاهده پذیرهایی را سازگار و کدام را ناسازگار می نامند؟
- ۲ توضیح دهید که چطور می توان با استفاده از تعدادی مشاهده پذیر سازگار حالت یک سیستم کوانتومی را توصیف کرد.
- ۳ منظور از ماتریس قطری-مربعی چیست؟ آیا ماتریس قطری-مربعی یک ماتریس قطری است؟
- ۴ درباره روش گرام-اشمیت تحقیق کنید.
- ۵ آیا اطلاعات قبلی در اندازه گیری متوالی مشاهده پذیرهای سازگار پاک می شود؟
- ۶ اگر دو مشاهده پذیر سازگار باشند ولی پایه های یکی تبهگن باشند، چطور می توانیم فرایند اندازه گیری های متوالی این دو مشاهده پذیر را نوشته و تفسیر کنیم؟

اگر درباره هر کدام از مفاهیم یاد شده بالا مشکلی احساس می کنید، لطفا درس را یک بار دیگر مرور کنید.

فراموش نکنیم که بهترین راه برای درک و ”درونی سازی“ مفاهیم ریاضی و فیزیک، حل مساله است. به همین دلیل سعی کنید دانسته های خود را با حل سوالات زیر محک زده و تقویت کنید.

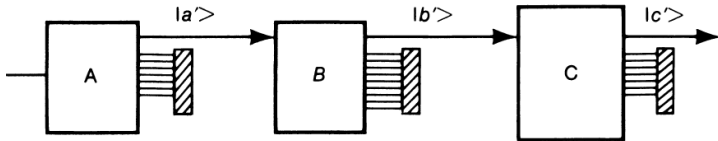


تمرین ها: زمان تحویل ۲۳ آذرماه

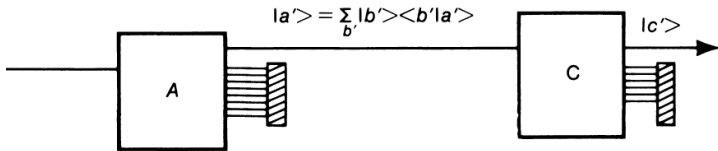
- لطفا تمرین های ۱ تا ۸ از فصل اول کتاب ساکورایی را پاسخ دهید.

مبحث بعدی: مشاهده پذیرهای ناسازگار در مکانیک کوانتومی

اگر دو مشاهده پذیر سازگار نباشند، مانند موقعیت و تکانه ذره، آنگاه ناممکن است که آن دو را بتوان به صورت همزمان با دقت دلخواه اندازه گیری کرد. در جلسه بعد با مشاهده پذیرهای ناسازگار آشنا خواهیم شد.



(a)



منابع

- ۱ Modern Quantum Mechanics, 3rd Edition, by J. J. Sakurai and Jim Napolitano, Cambridge University Pr.
- ۲ Principles of Quantum Mechanics by Ramamurti Shankar, Plenum Press
- ۳ Quantum Mechanics: Concepts and Applications, 2nd Edition by Nouredine Zettili
- ۴ Introduction to Quantum Mechanics by David J. Griffiths
- ۵ Quantum Mechanics: An Introduction by Walter Greiner
- ۶ Quantum Physics I by Prof. Barton Zwiebach, MIT OpenCourseWare
<https://ocw.mit.edu/courses/8-04-quantum-physics-i-spring-2016/>
- ۷ Quantum Physics II by Prof. Barton Zwiebach, MIT OpenCourseWare
<https://ocw.mit.edu/courses/8-06-quantum-physics-iii-spring-2018/>
- ۸ Professor M does Science,
<https://www.youtube.com/@ProfessorMdoesScience>

با سپاس از توجه شما