О том, как как НЕ НАДО готовить слайды

Ф.Я.Халили

9 марта 2009 г.

Многие считают, что достаточно показать на экране страницу из своей гениальной работы, и все будут счастливы. Однако результат получается ужасен.

Если $|\psi_{\rm apr}\rangle$ — начальная волновая функция объекта, а $|\psi_{\rm meter}\rangle$ — измерителя, то формула может быть записана в виде:

$$\langle(\delta\hat p)^2\rangle = \langle\psi_{\rm apr}|\langle\psi_{\rm meter}|(\hat{\mathcal U}^+\hat p\hat{\mathcal U} - \hat p)^2|\psi_{\rm meter}\rangle|\psi_{\rm apr}\rangle\,. \tag{1}$$

Пусть $\hat k$ — оператор той наблюдаемой измерителя, которая непосредственно регистрируется в схемах, рассмотренных выше. Этот оператор имеет дискретный спектр собственных значений и соответствующий дискретный набор собственных состояний $\{|k\rangle\}$, удовлетворяющий условию полноты

$$\sum_k |k\rangle\langle k| = 1\,. \tag{2}$$

С использованием этого условия, формула (1) может быть переписана как

$$\begin{aligned}\langle(\delta\hat p)^2\rangle = \sum_k\langle\psi_{\rm apr}|\Big(&\langle\psi_{\rm meter}|\hat{\mathcal U}^+|k\rangle\hat p^2\langle k|\hat{\mathcal U}|\psi_{\rm meter}\rangle - \langle\psi_{\rm meter}|\hat{\mathcal U}^+|k\rangle\hat p\langle k|\hat{\mathcal U}|\psi_{\rm meter}\rangle\hat p \\ &- \hat p\langle\psi_{\rm meter}|\hat{\mathcal U}^+|k\rangle\hat p\langle k|\hat{\mathcal U}|\psi_{\rm meter}\rangle + \hat p\langle\psi_{\rm meter}|\hat{\mathcal U}^+|k\rangle\langle\psi_{\rm meter}|\hat{\mathcal U}^+|k\rangle\hat p\Big)|\psi_{\rm apr}\rangle \\ &= \sum_k\langle\psi_{\rm apr}|\Big(\hat\Omega_k^+\hat p^2\hat\Omega_k - \hat p\hat\Omega_k^+\hat p\hat\Omega_k - \hat\Omega_k^+\hat p\hat\Omega_k\hat p + \hat p\hat\Omega_k^+\hat\Omega_k\hat p\Big)|\psi_{\rm apr}\rangle\,,\end{aligned} \tag{3}$$

где

$$\hat\Omega_k \equiv \int_{-\infty}^{\infty}|x\rangle\Omega_k(x)\langle x|\,dx = \langle k|\hat{\mathcal U}|\psi_{\rm meter}\rangle \tag{4}$$

— операторы редукции для рассматриваемого измерения.

В координатном представлении формула (3) принимает вид:

$$\begin{aligned}(\delta\hat p)^2 = \hbar^2\sum_k\infty\int_{-\infty}^{\infty}\Bigg(&\left|\frac{d\Omega_k(x)\psi_{\rm apr}(x)}{dx}\right|^2 - \psi^*_{\rm apr}(x)\Omega^*_k(x)\,\frac{d\Omega_k(x)\psi_{\rm apr}(x)}{dx} \\ &- \frac{d\Omega^*_k(x)\psi^*_{\rm apr}(x)}{dx}\,\Omega_k(x)\psi_{\rm apr}(x) + |\Omega_k(x)|^2\left|\frac{d\psi_{\rm apr}(x)}{dx}\right|^2\Bigg)\,dx \\ &= \hbar^2\sum_k\int_{-\infty}^{\infty}\left|\frac{d\Omega_k(x)}{dx}\right|^2|\psi_{\rm apr}(x)|^2\,dx\end{aligned} \tag{5}$$

Такие слайды годятся только тогда, когда содержание выступления никого не волнует.

Такие слайды годятся только тогда, когда содержание выступления никого не волнует.

Более “продвинутые” докладчики считают, что осчастливят аудиторию путем использования шрифта “№14”. Однако результат получается немногим лучше.

Если $|\psi_{\rm apr}\rangle$ — начальная волновая функция объекта, а $|\psi_{\rm meter}\rangle$ — измерителя, то формула может быть записана в виде:

$$\langle(\delta\hat{p})^2\rangle = \langle\psi_{\rm apr}|\langle\psi_{\rm meter}|(\hat{\mathcal{U}}^+\hat{p}\hat{\mathcal{U}} - \hat{p})^2|\psi_{\rm meter}\rangle|\psi_{\rm apr}\rangle\,. \tag{1}$$

Пусть $\hat{k}$ — оператор той наблюдаемой измерителя, которая непосредственно регистрируется в схемах, рассмотренных выше. Этот оператор имеет дискретный спектр собственных значений и соответствующий дискретный набор собственных состояний $\{|k\rangle\}$, удовлетворяющий условию полноты

$$\sum_k |k\rangle\langle k| = 1\,. \tag{2}$$

С использованием этого условия, формула (1) может быть переписана как

$$\begin{aligned}\langle(\delta\hat{p})^2\rangle = \sum_k\langle\psi_{\rm apr}|\Bigl(&\langle\psi_{\rm meter}|\hat{\mathcal{U}}^+|k\rangle\hat{p}^2\langle k|\hat{\mathcal{U}}|\psi_{\rm meter}\rangle - \langle\psi_{\rm meter}|\hat{\mathcal{U}}^+|k\rangle\hat{p}\langle k|\hat{\mathcal{U}}|\psi_{\rm meter}\rangle\hat{p}\\ &- \hat{p}\langle\psi_{\rm meter}|\hat{\mathcal{U}}^+|k\rangle\hat{p}\langle k|\hat{\mathcal{U}}|\psi_{\rm meter}\rangle + \hat{p}\langle\psi_{\rm meter}|\hat{\mathcal{U}}^+|k\rangle\langle\psi_{\rm meter}|\hat{\mathcal{U}}^+|k\rangle\hat{p}\Bigr)|\psi_{\rm apr}\rangle\\ &= \sum_k\langle\psi_{\rm apr}|\Bigl(\hat{\Omega}_k^+\hat{p}^2\hat{\Omega}_k - \hat{p}\hat{\Omega}_k^+\hat{p}\hat{\Omega}_k - \hat{\Omega}_k^+\hat{p}\hat{\Omega}_k\hat{p} + \hat{p}\hat{\Omega}_k^+\hat{\Omega}_k\hat{p}\Bigr)|\psi_{\rm apr}\rangle\,,\end{aligned} \tag{3}$$

где

$$\hat{\Omega}_k \equiv \int_{-\infty}^{\infty}|x\rangle\Omega_k(x)\langle x|\,dx = \langle k|\hat{\mathcal{U}}|\psi_{\rm meter}\rangle \tag{4}$$

— операторы редукции для рассматриваемого измерения.

В координатном представлении формула (3) принимает вид:

$$\begin{aligned}(\delta\hat{p})^2 = \hbar^2\sum_k\infty\int_{-\infty}^{\infty}\Biggl(&\left|\frac{d\Omega_k(x)\psi_{\rm apr}(x)}{dx}\right|^2 - \psi^*_{\rm apr}(x)\Omega^*_k(x)\,\frac{d\Omega_k(x)\psi_{\rm apr}(x)}{dx}\\ &- \frac{d\Omega^*_k(x)\psi^*_{\rm apr}(x)}{dx}\,\Omega_k(x)\psi_{\rm apr}(x) + |\Omega_k(x)|^2\left|\frac{d\psi_{\rm apr}(x)}{dx}\right|^2\Biggr)\,dx\\ &= \hbar^2\sum_k\int_{-\infty}^{\infty}\left|\frac{d\Omega_k(x)}{dx}\right|^2|\psi_{\rm apr}(x)|^2\,dx\end{aligned} \tag{5}$$

Специальные программы подготовки презентаций, типа M$ PowerPoint, заставляют

- использовать куда более крупные и легче читаемые шрифты,
- размещать материал небольшими порциями,
- и не использовать очень длинные формулы.