Квантовая динамика с внутренней асимметрией времени и неразличимыми событиями

П. В. Брайан (США)

Реферат подготовил М.Х.Шульман (shulman@dol.ru)

----

arXiv:0906.5205v1 [quant-ph] 29 Jun 2009

Quantum Dynamics With Intrinsic Time Asymmetry and Indistinguishable Events

P. W. Bryant

Center for Complex Quantum Systems, Department of Physics, University of Texas at Austin, Austin, Texas 78712

(Dated: June 30, 2009)

Часто решение уравнение Шредингера ищется в виде

$$\phi(t) = e^{-\frac{iHt}{\hbar}}\phi_0\,, \qquad -\infty < t < \infty,$$

где ϕ принадлежит гильбертову пространству $\mathcal{H}$, t параметризует эволюцию физической системы во времени. При этом для каждой эволюции $U^\dagger(t)$ существует обратная эволюция, определяемая соотношением

$$U^\dagger(t)^{-1} = U^\dagger(-t).$$

,

поэтому эволюция вектора квантового состояния полагается внутренне симметричной во времени.

Однако можно выбрать иной путь решения уравнения Шредингера, когда используются кет-векторы Дирака ($|E\rangle$, $|\vec{x}\rangle$ и т. д.) с непрерывным спектром собственных значений, при этом $\phi \in \mathcal{S} \subset \mathcal{H}$, где пространство Шварца $\mathcal{S}$ является подмножеством гильбертова пространства. При новом выборе граничных условий решение уравнения Шредингера принимает вид

$$\phi(t) = e^{-\frac{iH^\times t}{\hbar}}\phi_0\,, \qquad 0 \le t < \infty.$$

Теперь нижний предел области определения равен нулю, а не отрицательной бесконечности. Вследствие этого для закона эволюции $U^\times(t)$ при t > 0 теперь уже не существует обратного решения $U^\times(t)^{-1}$, возникает внутренняя асимметрия решения.

На практике аргумент t может обозначать как лабораторное (*координатное*) время, когда используются показания внешних часов, отсчитанных от произвольно выбранного момента времени, так и реальное время существования физической системы, отсчитанное с момента ее фактического возникновения в данном чистом состоянии. Этот момент времени естественно принять за момент t_{prep} окончания процедуры приготовления данного состояния системы, так что в качестве физически значимого аргумента для каждой конкретной системы следует использовать продолжительность ($t - t_{prep}$). При этом не нарушается ни один из принципов квантовой механики. Если бы взаимодействия с окружением отсутствовали, то мы пришли бы к стандартной теории, хотя и при наличии асимметричных граничных условий. Однако наличие взаимодействий меняет операторы, содержащие матрицу плотности нашей система.

Авторская гипотеза состоит в следующем. Представим себе ансамбль физических систем, приготовленных физиком к воздействию динамического процесса, заканчивающегося активным измерением. Поскольку ансамбль не может быть идеально изолирован от своего окружения в течение времени от момента приготовления ансамбля до момента активного измерения, некоторые системы ансамбля за это время испытывают возмущения под действием окружения, т.е. подвергаются пассивному измерению. Последнее представляет собой физический процесс, в теории часто называемый “коллапсом волновой функции” к собственным значениям наблюдаемых. А так как такие измерения являются пассивными, то физик не получает никакой информации относительно того, какие собственные состояния выбираются природой. Разумеется, измерение системы в некотором состоянии эквивалентно приготовлению системы в этом состоянии. Следовательно, пассивные измерения эквивалентны пассивному приготовлению систем. Поэтому к моменту активного измерения общая матрица плотности $\rho(t)$, для которой формировался прогноз результата измерения, оказывается уже возмущенной, т.е. частично отличной от исходной.

Автор приходит к новому, модельно-независимому механизму квантовой декогеренции. При этом нет необходимости ни в мастер-уравнении, ни в разрушении фазы, ни в неэрмитовом гамильтониане. В качестве приложения вычисляются прогнозируемые вероятности для декогеренции, измеренной в экспериментах с осцилляциями Раби (Rabi oscillations experiments). Можно показать, что кажущийся сначала загадочным результат, не объяснимый в рамках формализма квантового мастер-уравнения, в действительности является ожидаемым измерительным следствием неразличимых, неконтролируемых взаимодействий между системами и их окружением.

[1] J. A. Wheeler and W. H. Zurek, *Quantum Theory and Measurement* (Princeton University Press, 1983), and references therein.
[2] L. S. Schulman, *Time's arrows and quantum measurement* (Cambridge University Press, 1997).
[3] H. D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, 2007), 5th ed.
[4] J. von Neumann, *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics* (Princeton University Press, 1955).
[5] G. Lindblad, Commun. Math. Phys. **48**, 119 (1976), URL http://dx.doi.org/10.1007/BF01608499.
[6] A. Bohm, S. Maxson, M. Loewe, and M. Gadella, Physica A **236**, 485 (1997).
[7] A. Bohm, I. Antoniou, and P. Kielanowski, J. Math. Phys. **36**, 2593 (1995).
[8] A. Sommerfeld, *Partial Differential Equations in Physics* (Academic Press, New York, 1949).
[9] A. Einstein and W. Ritz, Phys. Z. **10**, 323 (1909).
[10] A. Bohm, P. Kielanowski, and S. Wickramasekara, Ann. Phys. **321**, 2299 (2006), arXiv:quant-ph/0510060.
[11] M. Gadella, J. Math. Phys. **24**, 1462 (1983).
[12] A. R. Bohm, M. Loewe, and B. van de Ven, Fortschr. Phys. **51**, 551 (2003).
77, 2346(E) (1996).
[24] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond, and S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **76**, 1800 (1996), URL http://link.aps.org/abstract/PRL/v76/p1800.
[25] J. R. Petta, A. C. Johnson, J. M. Taylor, E. A. Laird, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, Science **309**, 2180 (2005), URL http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/309/5744/2180
[26] J. N. Dodd, *Atoms and Light: Interactions* (Plenum Press, New York, 1991), ISBN 0306437414.
[27] R. Bonifacio and S. Olivares, in *Quantum Communication, Computing, and Measurement 3*, edited by P. Tombesi and O. Hirota (Kluwer Academic/Plenum Publishers, 2001).
[28] S. Haroche and J. Raimond, *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities, and Photons* (Oxford University Press, Oxford, 2006), ISBN 0198509146.
[29] H. Breuer and F. Petruccione, *The Theory of Open Quantum Systems* (Oxford University Press, 2002).
[30] D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **103**, 259 (1998).

[13] M. H. Stone, Ann. Math. **33**, 643 (1932).
[14] J. von Neumann, Ann. Math. **33**, 567 (1932).
[15] A. Bohm, *Quantum Mechanics: Foundations and Applications* (Springer-Verlag, 1993), 3rd ed.
[16] A. Bohm, P. Bryant, and Y. Sato, J. Phys. A **41**, 304019 (2008), ISSN 1751-8121, URL `http://www.iop.org/EJ/abstract/1751-8121/41/30/304019`.
[17] A. Bohm and M. Gadella, *Dirac Kets, Gamow Vectors, and Gel'fand Triplets* (Springer-Verlag, Germany, 1989).
[18] P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics* (Oxford University Press, 1958), 4th ed.
[19] W. Nagourney, J. Sandberg, and H. Dehmelt, Phys. Rev. Lett. **56**, 2797 (1986), URL `http://link.aps.org/abstract/PRL/v56/p2797`.
[20] J. C. Bergquist, R. G. Hulet, W. M. Itano, and D. J. Wineland, Phys. Rev. Lett. **57**, 1699 (1986).
[21] T. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, and P. E. Toschek, Phys. Rev. Lett. **57**, 1696 (1986).
[22] E. Peik, G. Hollemann, and H. Walther, Phys. Rev. A **49**, 402 (1994).
[23] D. M. Meekhof, C. Monroe, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland, Phys. Rev. Lett. **76**, 1796 (1996), URL `http://link.aps.org/abstract/PRL/v76/p1796`;
[31] S. Schneider and G. J. Milburn, Phys. Rev. A **57**, 3748 (1998).
[32] M. Murao and P. L. Knight, Phys. Rev. A **58**, 663 (1998).
[33] A. Romito and Y. Gefen, Phys. Rev. B **76**, 195318 (2007), URL `http://link.aps.org/abstract/PRB/v76/e195318`.
[34] X. Hu and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **96**, 100501 (2006), URL `http://link.aps.org/abstract/PRL/v96/e100501`.
[35] Specifically, the energy wave functions, $\phi(E)$, are chosen to be smooth functions that can be analytically continued into the lower complex energy plane. Without going into too much detail, $\{\phi(E) \equiv \langle E|\phi\rangle\} = (H^2_- \cap \mathcal{S})|_{\mathbb{R}_+}$, where H^2_- is the Hardy function space in the lower complex plane, and $\mathcal{S}$ is the Schwartz space [11].
[36] The operator notation $A^\times$ signifies that the operator is an extension of a Hilbert space self-adjoint operator, $A = A^\dagger$, onto the space dual to the space of state vectors. We will often drop it in what follows.
[37] Here we use the fact that durations in parametric time are equivalent to durations in coordinate time.