



МЕТОДИЧЕСКИЙ ОТДЕЛ

Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2024. Т. 24, вып. 4. С. 442–449
Izvestiya of Saratov University. Physics, 2024, vol. 24, iss. 4, pp. 442–449
<https://fizika.sgu.ru> <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2024-24-4-442-449>, EDN: TIRVRK

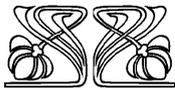
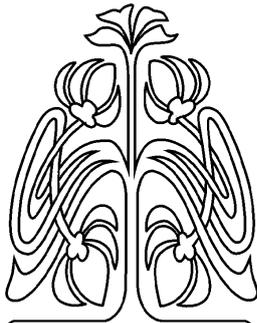
Научная статья
УДК 530

Динамическая редукция к стационарным состояниям при квантовых измерениях

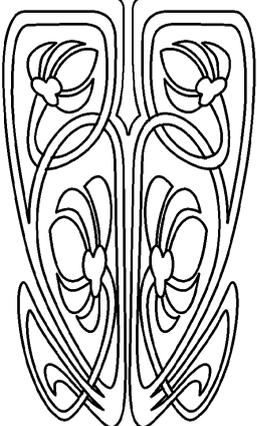
В. И. Цой

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, д. 83

Цой Валерий Иванович, кандидат физико-математических наук, tsoyvi@info.sgu.ru, <https://orcid.org/0000-0001-8055-4385>



МЕТОДИЧЕСКИЙ
ОТДЕЛ



Аннотация. Согласно канонам квантовой теории изменение состояния квантовой системы происходит либо непрерывной детерминированной эволюцией, либо почти мгновенным вероятностным проектированием к одному из собственных стационарных состояний (редукцией-коллапсом) в результате взаимодействия с классическим измерительным прибором. При квантовом измерении такое проектирование может быть отнесено как к началу, так и к концу измерительной цепочки. В последнем случае существует возможность парадоксального теоретического вывода о том, что селекция состояния, к которому ведет редукция, может произойти только в сознании наблюдателя. В статье предложена динамическая модель, в которой селекция происходит в самой измеряемой квантовой системе и проектирование совершается кратковременными шагами в согласии с уравнением Шрёдингера.

Ключевые слова: квантовые измерения, редукция волновой функции, коллапс волновой функции, проективный постулат, квантовый эффект Зенона

Для цитирования: Цой В. И. Динамическая редукция к стационарным состояниям при квантовых измерениях // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2024. Т. 24, вып. 4. С. 442–449. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2024-24-4-442-449>, EDN: TIRVRK

Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution 4.0 International (CC-BY 4.0)

Article

Dynamic reduction to stationary states in quantum measurements

V. I. Tsoy

Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia

Valery I. Tsoy, tsoyvi@info.sgu.ru, <https://orcid.org/0000-0001-8055-4385>

Abstract. Background and Objectives: According to the quantum theory, a change in the states of a quantum system occurs either by continuous deterministic evolution or by almost instantaneous probabilistic projection into its own stationary states as a result of interaction with a classical measuring device. In the theory of quantum measurement, such projection can be carried out both at the beginning and at the end of the measuring chain. In the latter case, a paradoxical theoretical conclusion may arise that selection of the state to which reduction leads can only occur in the mind of the observer. This article proposes a model of measurements in which selection occurs dynamically in the quantum system itself being measured. **Methods:** A dynamic model of wave function reduction under quantum measurement is proposed. The reduction to a stationary state as a gate process was simulated, including evolution according to the Schrodinger equation and periodic zeroing of the imaginary part of the wave function. **Conclusion:** Modeling of dynamic reduction to various stationary states of a particle in a potential box and an oscillator has shown that the reduction occurs on a time scale of the order of several tens of the periods of oscillation of the ground state. Moreover, within the framework of



this measurement model, the Zeno effect of freezing a resonant quantum transition has been confirmed. If a state decays, measurement cannot prevent decay, but it can slow it down. It is important that during dynamic measurement, the selection of the measured state is present in the measurement itself and leads to a result recorded by the device before the observer. We can also say that the Schrodinger equation is compatible with procedures for reduction of quantum states

Keywords: quantum measurement, reduction of the wave function, collapse of the wave function, projective postulate, quantum Zeno effect

For citation: Tsoy V. I. Dynamic reduction to stationary states in quantum measurements. *Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2024, vol. 24, iss. 4, pp. 442–449 (in Russian). <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2024-24-4-442-449>, EDN: TIRVRK

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution 4.0 International License (CC-BY 4.0)

Введение

Согласно квантовой механике изменение вектора состояний (волновой функции) квантового объекта совершается либо эволюционно под действием операторов энергии и импульса в уравнении Шрёдингера, либо скачкообразно под действием оператора проектирования к векторам базисных стационарных состояний [1–4], либо непрерывно эволюцией между частыми повторными актами проектирования [3, 5].

Проективный постулат является тем правилом, которое отражает возможность наблюдения за квантовым объектом с помощью классического прибора. Хотя квантовые состояния описываются в общем случае комплексными волновыми функциями, существуют стационарные состояния, которые встречаются с классическими положительными вероятностями. При этом волновые функции стационарных состояний могут считаться вещественными, и, в частности, невырожденные состояния с определенной энергией вещественны по существу [2]. Таким образом, стационарные состояния доступны для измерений, например, путем спектральной регистрации переходов между ними. По проективному постулату вероятность перехода в стационарное состояние определяется квадратом модуля скалярного произведения векторов исходного состояния и стационарного состояния. Нужно заметить, что проективный постулат действует не только в случае почти мгновенных или протяженных во времени непрерывных измерений, приводящих к разрушению исходного состояния, но и в невозмущающих измерениях. Последние являются косвенными измерениями состояния объекта, коррелированного (запутанного) со вспомогательным объектом – квантовой системой считывания [6]. Эти косвенные измерения осуществляются посредством прямого разрушающего измерения вспомогательного объекта, в конечном счете проективного измерения.

Теоретически возможны измерения с разными в измерительной цепочке местами проектирования на состояние, доступное классической регистрации [3, 5]. В одном из вариантов квантовая

система сначала приводится в состояние статистической смеси стационарных состояний, после чего совершается отбор одного из этих состояний (неселективное измерение). В противоположном случае вероятностный отбор редукции к определенному стационарному состоянию случается в самом начале измерения (селективное измерение). В первом случае стационарные состояния присутствуют в статистической смеси с вероятностями, определяемыми проективным постулатом. Во втором случае сам отбор состояния совершается с вероятностью, даваемой проективным постулатом.

Одна из принципиальных трудностей теории квантовых измерений состоит в том, что, будучи фундаментальной теорией, квантовая механика должна быть применимой ко всем объектам, включая приборы и наблюдателя. Тогда получение классического результата измерения парадоксально переносится на самый конец измерительной цепочки – сознание наблюдателя [3, 5]. В данной работе предложена модель измерения, в которой классический прибор циклически взаимодействует с квантовым объектом таким образом, что последний быстро редуцирует к стационарному состоянию чередой коротких эволюционных изменений в соответствии с уравнением Шрёдингера. Результат такого измерения вполне определен, регистрируется прибором и считывается, а не производится сознанием наблюдателя.

1. Динамическая редукция квантового состояния к стационарному состоянию

1.1. Феноменологическая модель динамической редукции

При измерении комплексная волновая функция координат и времени $\psi(\mathbf{r}, t)$ редуцируется к вещественной базисной стационарной функции координат («моде») $\psi_n(\mathbf{r})$ в соответствии с разложением

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_k c_k(t) \exp(-i\omega_k t) \psi_k(\mathbf{r}). \quad (1)$$

Здесь ω_k – собственная частота колебаний моды, и все коэффициенты разложения, кроме c_n ,



должны после редукции стать нулями, притом с вероятностью $|c_n|^2$ в соответствии с проективным постулатом. Естественно предположить, что в процессе редукции к вещественной функции моды стремится какой-то вещественный образ редуцируемой волновой функции. На первый взгляд таковым должен быть её модуль, однако при равных нулю значениях он не имеет производной, а квадрат модуля является плотностью вероятности, которая вместе с плотностью потока подчиняется классическому уравнению непрерывности [2], но не квантовому уравнению движения. Другой вещественной характеристикой волновой функции $\psi = \psi^r + i\psi^i$ является просто её вещественная часть ψ^r . Комплексное уравнение Шрёдингера

$$i\hbar \partial (\psi^r + i\psi^i) / \partial t = H (\psi^r + i\psi^i) \quad (2)$$

для вещественного гамильтониана H может рассматриваться как система двух вещественных уравнений для вещественной и мнимой частей волновой функции [7]. Записывая эту систему в форме

$$\partial \psi^r / \partial t = - (i/\hbar) H (i\psi^i), \quad (3a)$$

$$\partial (i\psi^i) / \partial t = - (i/\hbar) H \psi^r, \quad (3b)$$

видим, что вещественная и мнимая компоненты выражаются друг через друга совершенно одинаково. Кроме того, дифференцирование уравнений по времени показывает, что и вещественная, ψ^r , и мнимая, ψ^i , части описываются одним и тем же дифференциальным уравнением. Это говорит о том, что каждая из вещественной и мнимой частей волновой функции в равной степени несет информацию о состоянии, отвечающем волновой функции. При этом, в отличие от модуля, вещественная часть волновой функции удовлетворяет требованиям, накладываемым уравнением Шрёдингера.

Таким образом, вырисовывается следующая модель измерения, в котором квантовое состояние $\psi(\mathbf{r}, t)$ динамически редуцирует к стационарному состоянию $\psi_n(\mathbf{r})$, доступному для классической регистрации. Измерение начинается, в согласии с проективным постулатом, вероятностным выбором состояния, к которому ведет редукция. Тем самым определяются частота ω_n и период $T_n = 2\pi/\omega_n$ собственных колебаний волновой функции измеряемого состояния. Этим устанавливается режим «стробирования» – циклических актов взаимодействия между квантовым объектом и прибором в резонанс с этой частотой, а сами

акты взаимодействия состоят в обнулении мнимой части волновой функции – «овеществлении». В результате амплитуда вероятности присутствия отобранной моды в разложении (1) волновой функции растет, и через некоторое время волновая функция становится стационарной, чем и завершается измерение.

Этой модели присущи две трудности. Первая из них состоит в том, что если в момент начала измерения отбираемая мода входит в разложение (1) волновой функции с чисто мнимым коэффициентом, то мода не участвует в овеществлении и недоступна измерению. Но такая ситуация возникает только раз за период колебаний и исчезает при задержке или новом повторении измерения. Кроме того, можно безболезненно считать, что при измерении моды с мнимым коэффициентом полная волновая функция, будучи определенной с точностью до произвольного фазового множителя, умножается на мнимую единицу. Более того, согласно проективному постулату классическому прибору должны быть предъявлены квадраты модулей коэффициентов разложения волновой функции по стационарным состояниям. Это означает, что амплитудами вероятности для квантовой системы в начале измерения должны стать модули комплексных амплитуд и измерение должно начинаться с преобразования комплексного разложения волновой функции по модам в вещественное разложение с вещественными амплитудами вероятности.

Другое затруднение состоит в том, что собственные частоты могут соотноситься как рациональные числа, и это приводит к конкуренции мод в циклических актах овеществления на собственной частоте. Однако в этих случаях редукция к данной моде облегчается и обеспечивается некоторой отстройкой частоты стробирования от собственной частоты моды.

1.2. Моделирование динамической редукции к стационарным состояниям

Редукция с динамическим повышением вероятности присутствия моды при овеществлении волновой функции в процессе измерения моделировалась численно на примерах частицы в одномерном потенциальном ящике (рис. 1 и рис. 2) и одномерного осциллятора (рис. 3 и рис. 4). В качестве приготовленных для измерения волновых функций рассматривались суперпозиции

$$\psi(x, 0) = \sum_k A_k \psi_k(x) \quad (4)$$



со значениями коэффициентов для состояния частицы в ящике и для осциллятора:

$$A_1 = 0.3, \quad A_2 = -3i, \quad A_3 = -0.1 + 2i, \quad (5)$$

$$A_4 = 10i, \quad A_5 = 1 - 0.5i,$$

$$A_1 = 0.3, \quad A_2 = 1.0, \quad (6)$$

$$A_3 = 10.0, \quad A_4 = 1.0.$$

Коэффициенты подобраны таким образом, что вероятности присутствия мод $|A_k|^2$ находятся в широком диапазоне различий в 1000 раз. Функции стационарных состояний $\psi_l(x)$ для частицы в ящике и $\psi_n(x)$ для осциллятора, как известно, имеют вид [2]:

$$\psi_l(x) = \left(1/\sqrt{2L}\right) \sin(\pi l x/L), \quad (7)$$

где L – ширина ящика, $l = 1, 2, 3, \dots, 0 \leq x \leq L$;

$$\psi_n(x) = \sqrt{m\omega/\pi\hbar} (1/\sqrt{2^n n!}) \times \exp[-(m\omega/\hbar)x^2/2] H\left(n, x\sqrt{m\omega/\hbar}\right), \quad (8)$$

где m – масса осциллирующей частицы, ω – частота осцилляций, $H\left(n, x\sqrt{m\omega/\hbar}\right)$ – полиномы Эрмита, $n = 0, 1, 2, \dots, -\infty < x < \infty$.

Решение уравнения Шрёдингера для эволюции волновой функции между актами обнуления мнимой части волновой функции производилось численно по схеме Кранка–Николсона [8], с наложением нулевых граничных условий методом обратной прогонки.

На рис. 1 и рис. 2 показана динамика плотности вероятности для частицы в ящике при редукции к первой и пятой модам. Поскольку в этом случае энергии стационарных состояний равны $E_n = \hbar\omega_n = n^2\hbar^2\pi^2/2mL^2$, то их временные периоды $T_n = 2\pi/\omega_n$ соотносятся как $T_n = T_1/n^2$. Первая и вторая моды имеют периоды с кратностью четыре. Этого оказывается достаточным для ощутимой конкуренции первой моде при стробировании на её собственной частоте, но редукция к ней облегчается отстройкой, например при периоде стробирования $T = 0.95T_1$. В то же время редукция к пятой моде не требует подобной отстройки.

На рис. 3 и рис. 4 показана динамика плотности вероятности для осциллятора при редукции к нулевой и третьей модам. В этом случае энергии стационарных состояний $E_n = \hbar\omega_n = (n + 1/2)\hbar\omega$

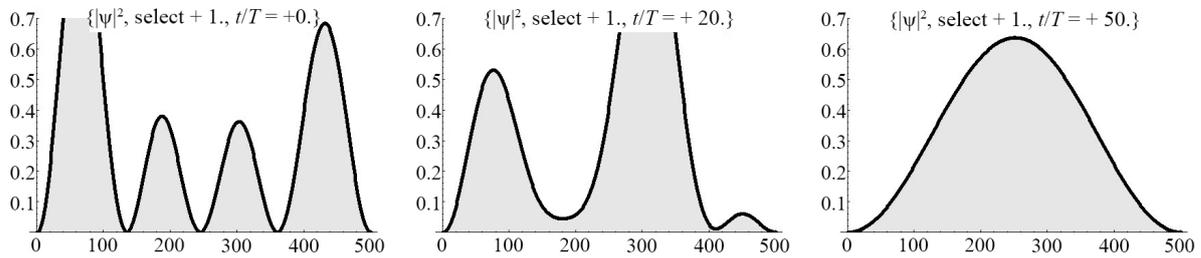


Рис. 1. Редукция волновой функции частицы в ящике к первой моде с периодом T_1 . Амплитуды вероятностей мод: $A_1 = 0.3, A_2 = -3i, A_3 = -0.1 + 0.2i, A_4 = 10i, A_5 = 1 - 0.5i$. Параметр t/T – время редукции в единицах периода стробирования $T = 0.95T_1$. Пространственные координаты даны номерами узлов расчетной сетки

Fig. 1. Reduction of the wave function of a particle in a box to the first mode with period T_1 . Probability amplitudes of modes are: $A_1 = 0.3, A_2 = -3i, A_3 = -0.1 + 0.2i, A_4 = 10i, A_5 = 1 - 0.5i$. Parameter t/T is the reduction time in units of gating period $T = 0.95T_1$. Spatial coordinates are given by the numbers of the computational grid nodes

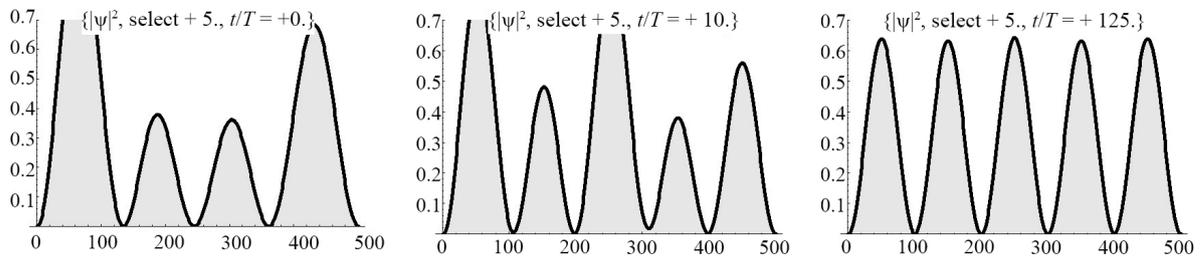


Рис. 2. Редукция волновой функции частицы в ящике к пятой моде. Амплитуды вероятностей стационарных состояний: $A_1 = 0.3, A_2 = -3i, A_3 = -0.1 + 0.2i, A_4 = 10i, A_5 = 1 - 0.5i$. Параметр t/T – время редукции в единицах периода моды. Пространственные координаты даны номерами узлов расчетной сетки

Fig. 2. Reduction of the wave function of a particle in a box to the fifth mode. Probability amplitudes of the modes are: $A_1 = 0.3, A_2 = -3i, A_3 = -0.1 + 0.2i, A_4 = 10i, A_5 = 1 - 0.5i$. Parameter t/T is the reduction time in units of mode period. Spatial coordinates are given by the numbers of the computational grid nodes



и временные периоды $T_n = 2\pi/\omega_n$ состояний соотносятся как $T_n = T_0/(2n + 1)$. Периоды нулевой и первой мод различаются всего в три раза. Это предопределяет ощутимую конкуренцию нулевой моде при стробировании на её частоте, но конкуренция пропадает с отстройкой периода стробирования, например при $T = 0.95T_0$. Редукция к третьей моде не требует отстройки частоты стробирования от собственной частоты моды.

Следует отметить, что редукция к более высоким модам в обоих рассмотренных случаях требует больше измерительных циклов, однако время на цикл при этом меньше, чем для низшей моды. В итоге на редукцию для всех мод затрачивается время одного и того же порядка.

2. Влияние измерения на квантовые переходы

Одними из ярких проявлений влияния квантовых измерений на измеряемую систему являются изменение характера квантовых переходов между состояниями и изменение характера распада состояния. Очень показательным и невозможным для классических измерений является квантовый эффект Зенона [3, 5, 9]. При переходе

между состояниями в дискретном спектре может возникнуть на время измерения полная остановка («замораживание») в состоянии, из которого происходит переход, что надёжно подтверждено экспериментально [5, 9].

Известно, что эффект Зенона можно описать традиционно с помощью повторных мгновенных проективных измерений, а также с помощью континуальных интегралов по путям, ограниченным квантовым коридором [5]. В рассматриваемой динамической модели измерения эффект Зенона также отслеживается.

Рассмотрим возбуждаемые резонансным электрическим полем переходы между двумя нижними состояниями заряженной частицы в потенциальном ящике бесконечной высоты. Эти состояния достаточно далеки по энергии от вышестоящих состояний, и между ними могут возникнуть циклические переходы – осцилляции Раби [10]. Под действием поля малой амплитуды \mathcal{E}_0 вероятность пребывания частицы с зарядом e в одном из двух состояний 1 или 2 колеблется по гармоническому закону [11, 12]

$$|\psi_{1,2}|^2 = (1/2)(1 - \cos \Omega t) \quad (9)$$

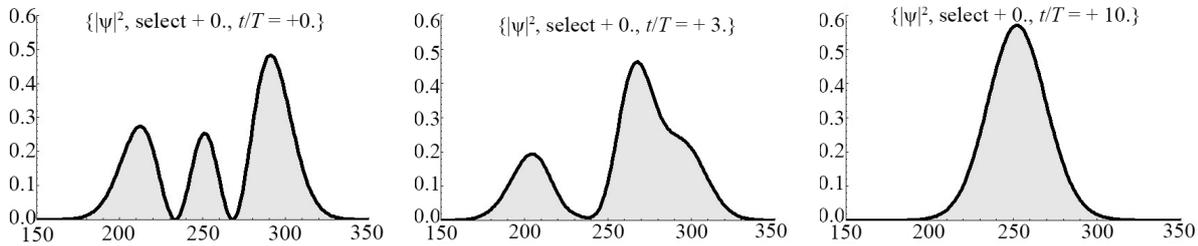


Рис. 3. Редукция волновой функции осциллятора к нулевой моде с периодом T_0 . Амплитуды вероятностей мод: $A_1 = 0.3, A_2 = 1.0, A_3 = 10.0, A_4 = 1.0$. Параметр t/T – время редукции в единицах периода стробирования $T = 0.95T_0$. Пространственные координаты даны номерами узлов расчетной сетки

Fig. 3. Reduction of the wave function of an oscillator to the zero mode with period T_0 . Probability amplitudes of modes are: $A_1 = 0.3, A_2 = 1.0, A_3 = 10.0, A_4 = 1.0$. Parameter t/T is the time of reduction in units of gating period $T = 0.95T_0$. Spatial coordinates are given by the numbers of the computational grid nodes

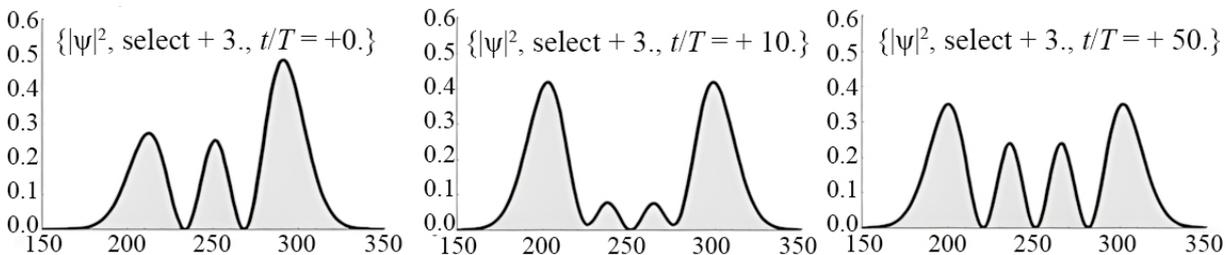


Рис. 4. Редукция волновой функции осциллятора к третьей моде. Амплитуды вероятностей мод: $A_1 = 0.3, A_2 = 1.0, A_3 = 10.0, A_4 = 1.0$. Параметр t/T – время редукции в единицах периода моды. Пространственные координаты даны номерами узлов расчетной сетки

Fig. 4. Reduction of the wave function of an oscillator to the third mode. Probability amplitudes of modes are: $A_1 = 0.3, A_2 = 1.0, A_3 = 10.0, A_4 = 1.0$. Parameter t/T is the time of reduction in units of mode period. Spatial coordinates are given by the numbers of the computational grid nodes



с частотой Раби $\Omega = |d_{12}e\mathcal{E}_0|/\hbar$ где d_{12} – матричный элемент координаты перехода, который для частицы в ящике шириной L равен $d_{12} = 0.18027L$. Таким образом, период осцилляций Раби для плотности вероятности $|\psi(x)|^2$ частицы в ящике должен быть близок к «стандартной» величине $tR = 2\pi/\Omega$, в особенности для малой возмущающей силы $e\mathcal{E}_0$.

На рис. 5 показаны результаты моделирования влияния измерений на осцилляции Раби. Осцилляции начинаются из основного состояния $\psi_1(x) = (1/\sqrt{2L}) \sin(\pi x/L)$ под действием поля $e\mathcal{E}_0 \cos([E_2 - E_1]t/\hbar)$ при $e\mathcal{E}_0 = 0.05$. Измерения продолжаются в течение времени, близкого к периоду осцилляций, и замораживают исходное состояние (верхний ряд на рисунке). После прекращения измерений происходит размораживание и возникают свободные осцилляции (нижний ряд на рисунке, отсчет времени начинается после измерения). Период осцилляций несколько отличается от стандартного, так как принятая в расчётах величина силы возмущения не очень мала и была выбрана с целью уменьшения времени вычислений. Таким образом, рассматриваемая модель позволяет отслеживать влияние измерений на динамику квантовых переходов.

Следует заметить, что согласно теории измерений с повторными проектированиями необходимым условием для замораживания состояния

измерением является квадратичная зависимость изменения вероятности состояния от времени на достаточно малых временных промежутках [5, 9]. Плотность вероятности (9) удовлетворяет этому требованию.

3. Влияние измерения на распад состояния

Неизбежно присутствующие радиационные и другие диссипативные потери энергии превращают стационарное состояние в квазистационарное, и его волновая функция претерпевает изменение – распад, который может превалировать над остальными процессами. Типичным законом распада является экспоненциальная зависимость от времени вероятности распада состояния $p(t) = 1 - \exp(-t/\tau)$, где τ – время жизни состояния. Этот закон дает не квадратичную, а линейную зависимость на малом промежутке времени, и замораживание распадающегося состояния невозможно. Волновая функция квазистационарного состояния допускает приближённый вид [7]

$$\psi_n(x, t) = \psi_n(x, 0) \exp(-i\tilde{E}_n t/\hbar), \quad (10)$$

где $\tilde{E}_n = E_n - iG_n$ – комплексная энергия, мнимая часть которой описывает экспоненциальное затухание волновой функции. В этой связи нетрудно убедиться в том, что после введения в уравнение Шрёдингера мнимой добавки к потенциальной

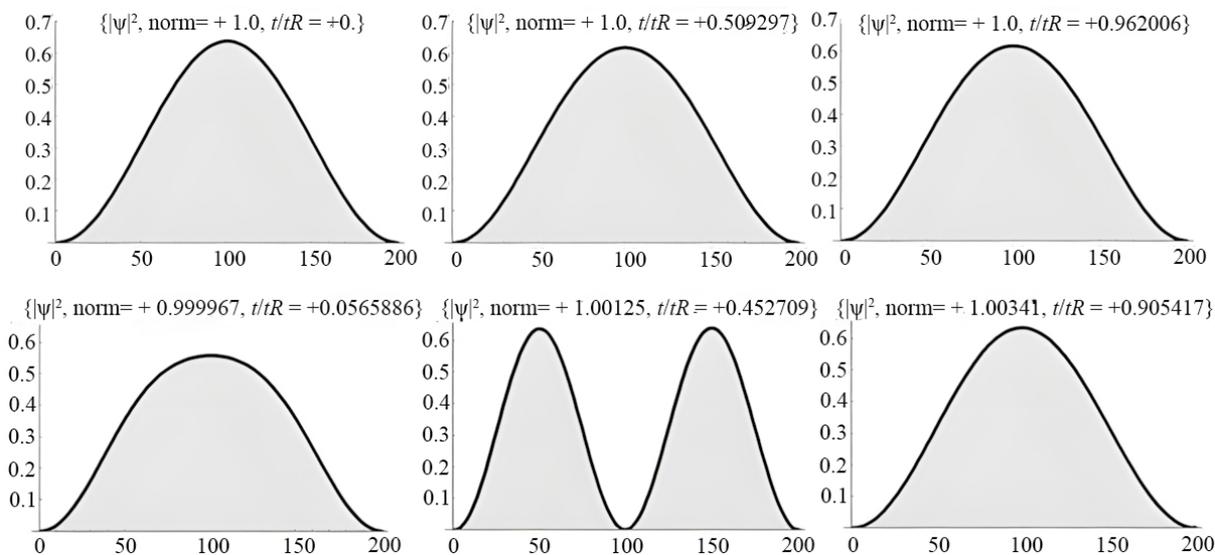


Рис. 5. Квантовый эффект Зенона в осцилляциях Раби между стационарными состояниями частицы в ящике. Начальные амплитуды вероятностей мод: $A_1 = 1.0, A_2 = 0.0$. Параметр t/tR – время в единицах периода Раби. Пространственные координаты даны номерами узлов расчетной сетки

Fig. 5. Quantum Zeno effect in Rabi oscillations between stationary states of a particle in a box. Initial probability amplitudes of modes are: $A_1 = 1.0, A_2 = 0.0$. Parameter t/tR is the time in units of Rabi period. Spatial coordinates are given by the numbers of the computational grid nodes



функции стационарная волновая функция перестаёт быть стационарной, и с течением времени её норма убывает, свидетельствуя о распаде – исчезновении состояния. На рис. 6 показаны плотности вероятности для частицы в ящике, полученные в результате численного решения уравнения с комплексной потенциальной функцией в виде

$$i\hbar\partial\psi/\partial t = -(\hbar^2/2m)(\partial^2\psi/\partial x^2) - ig\psi, \quad (11)$$

где $0 \leq x \leq L$, $\psi(x, 0) = (1/\sqrt{2L}) \sin(2\pi x/L)$, g – параметр распада.

На рисунке показаны плотности вероятности при распаде состояния в присутствии измерения (верхний ряд) и при свободном распаде (нижний ряд). Видно, что с течением времени измерения норма волновой функции уменьшается, что говорит о невозможности предотвратить распад. Но эта норма превышает норму в соответствующие моменты времени при свободном распаде без измерения. Таким образом, в рамках рассматриваемой модели измерение приводит к замедлению распада, хотя в этом случае его нельзя заморозить. Этот результат в целом согласуется с теорией измерений с повторными мгновенными проектированиями [5, 9].

Заключение

1. В статье показано, что возможны такие теоретические модели квантовых измерений,

в которых редукция с отбором определенного стационарного состояния регистрируется прибором и нет нужды во включении наблюдателя в измерительную цепочку. Динамическая картина измерения ведет к отказу от имеющегося мнения о том, что проектирование может происходить в любом месте измерительной цепочки [3, 5], так как динамическое измерение само является проектированием. Незыблемым для квантовых измерений остается утверждение проективного постулата о переходе при измерении в базисные стационарные состояния с вероятностями, определяемыми квадратом модуля коэффициентов разложения по ним исходной волновой функции. В рассмотренном случае циклического динамического измерения существенно предположение, что частота измерительных циклов близка к частоте отобранной моды, но этот выбор нельзя объяснить иначе, как действием проективного постулата с самого начала измерения.

2. Предложенная трактовка редукции к стационарному состоянию при измерении позволяет дать ответ на концептуальный вопрос о совместности редукции с уравнением Шрёдингера [3]. В этой трактовке редукция происходит периодическими циклами, в которых на каждом цикле между овестествлениями волновая функция эволюционирует по уравнению Шрёдингера. Таким образом, уравнение совместимо с рассмотренной процедурой измерения квантовых состояний.

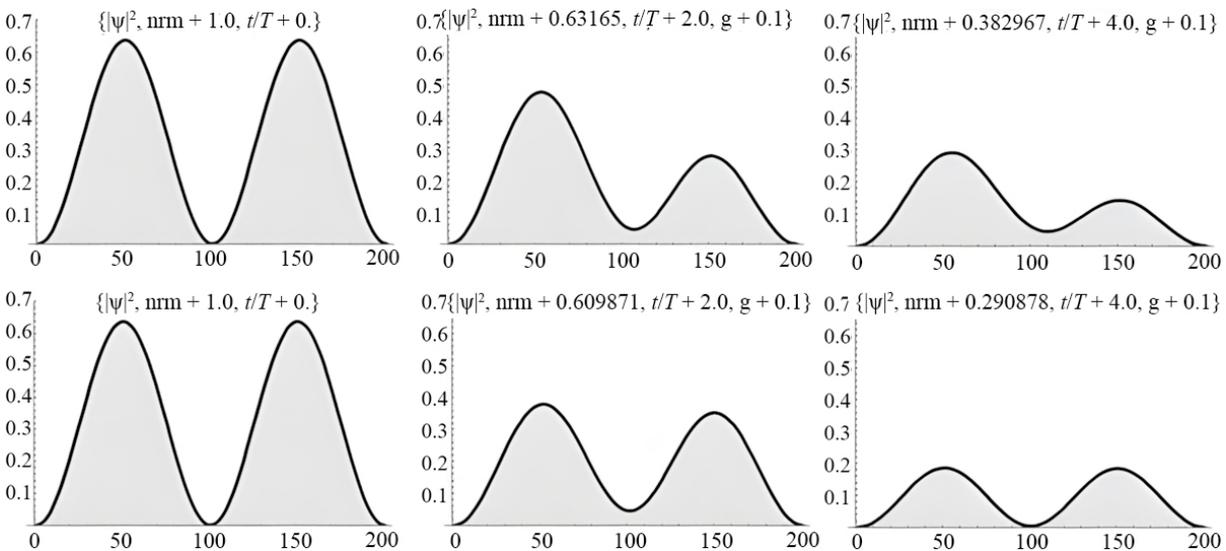


Рис. 6. Квантовый эффект Зенона в диссипативном распаде состояния частицы в ящике. Параметр t/T – время в единицах периода циклов измерения, nrm – текущая норма волновой функции, g – параметр мнимой части комплексного потенциала. Пространственные координаты даны номерами узлов расчетной сетки

Fig. 6. Quantum Zeno effect in the dissipative decay of the state of a particle in a box. Parameter t/T is the time in units of state period, nrm is the current norm of the wave function, g is the parameter of the imaginary part of the complex potential. Spatial coordinates are given by the numbers of the computational grid nodes



3. Важнейшей характеристикой динамической модели квантовых скачков является масштаб времени измерения. Как показывают рисунки, на редукцию к стационарным состояниям требуется несколько десятков периодов собственных колебаний. Поэтому в этой модели скачок может считаться мгновенным, если таким промежутком времени можно пренебречь. Подобная ситуация вполне типична для атомарных электронных переходов и для релаксации колебательных состояний молекул. Если же состояние существенно меняется на масштабе времени измерения, например, при очень быстром распаде, то измерение теряет смысл.

Список литературы

1. Нейман фон И. Математические основы квантовой механики. М. : Наука, 1964. 367 с.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М. : Наука, 1989. 768 с.
3. Садбери А. Квантовая механика и физика элементарных частиц. М. : Мир, 1989. 485 с.
4. Клышко Д. Н. Основные понятия квантовой физики с операциональной точки зрения // УФН. 1998. Т. 168. С. 975–1015. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0168.199809d.0975>
5. Менский М. Б. Квантовые измерения и декогеренция. Модели и феноменология. М. : Физматлит, 2001. 232 с.
6. Воронцов Ю. И. Стандартные квантовые пределы погрешностей измерений и методы их преодоления // УФН. 1994. Т. 164. С. 89–104. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0164.199401d.0089>
7. Давыдов А. С. Квантовая механика. М. : Наука, 1973. 704 с.
8. Виницкий С. И., Пузынин И. В., Селин А. В. Численное решение нестационарного уравнения Шредингера с повышенной точностью. Препринт ОИЯИР 11-98-44. 27. Дубна, 1998. 14 с.
9. Халфин Л. А. Квантовый эффект Зенона // УФН. 1990. Т. 160. С. 185–188. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0160.199010j.0185>
10. Цой В. И. Приготовление и считывание кубита на частице в потенциальной яме // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия : Физика. 2021. Т. 21, вып. 3. С. 293–298. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2021-21-3-293-298>
11. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике : в 9 т. М. : Мир, 1967. Т. 8. 269 с.
12. Валиев К. А. Квантовые компьютеры и квантовые вычисления // УФН. 2005. Т. 175. С. 3–39. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0175.200501a.0003>

References

1. Neumann J. V. *Matematicheskie osnovy kvantovoi mekhaniki* [Mathematical foundations of quantum mechanics]. Moscow, Nauka, 1964. 367 p. (in Russian).
2. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory*. Pergamon Press, 1977. 688 p.
3. Sudbery A. *Kvantovaya mekhanika i fizika elementarnykh chastits* [Quantum Mechanics and the Particles of Nature]. Moscow, Mir, 1989. 485 p. (in Russian).
4. Klyshko D. N. Basic quantum concepts from the operational viewpoint. *Phys. Usp.*, 1998, vol. 41, pp. 885–922. <https://doi.org/10.1070/PU1998v041n09ABEH000441>
5. Mensky M. B. *Kvantovye izmereniya i dekoherentsiya. Modeli i fenomenologiya* [Quantum measurements and decoherence. Models and Phenomenology]. Moscow, Fizmatlit, 2001. 232 p. (in Russian).
6. Vorontsov Yu. I. Standard quantum limits of measurement error and methods of overcoming them. *Phys. Usp.*, 1994, vol. 37, pp. 81–96. <https://doi.org/10.1070/PU1994v037n01ABEH000004>
7. Davydov A. S. *Kvantovaya mekhanika* [The Quantum Mechanics]. Moscow, Nauka, 1973. 704 p. (in Russian).
8. Vinitzky S. I., Puzynin I. V., Selin A. V. *Chislennoe reshenie nestatsionarnogo uravneniya Shredingera s povyshennoy tochnostyu* [Numerical Solution of the Non Stationary Schrodinger Equation with Increased Accuracy]. JINR Preprint P11-98-44. Dubna, 1998. 14 p. (in Russian).
9. Halfin L. A. Zeno's quantum effect. *Sov. Phys. Usp.*, 1990, vol. 33, pp. 868–869. <https://doi.org/10.1070/PU1990v033n10ABEH002639>
10. Tsoy V. I. Preparing and readout of the qubit on the particle in the potential well. *Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2021, vol. 21, iss. 3, pp. 293–298 (in Russian). <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2021-21-3-293-298>
11. Feynman R., Leighton R., Sands M. *Feynmanovskie lektsii po fizike: v 9 t. Tom 8* [The Feynmann Lectures on Physics: in 9 vols. Vol. 8]. Moscow, Mir, 1967. 269 p. (in Russian).
12. Valiev K. A. Quantum computers and quantum computations. *Phys. Usp.*, 2005, vol. 48, no. 1, pp. 1–36. <https://doi.org/10.1070/PU2005v048n01ABEH002024>

Поступила в редакцию 20.05.2024; одобрена после рецензирования 03.06.2024; принята к публикации 20.06.2024
The article was submitted 20.05.2024; approved after reviewing 03.06.2024; accepted for publication 20.06.2024