Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Ю. Самарин, Волновое уравнение перехода между состояниями дискретного спектра, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2010, выпуск 1(), 188–196

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu783>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 34.227.88.159

26 апреля 2023 г., 13:10:44

Теоретическая физика

УДК 53.03:(539.183-539.194)

ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ ПЕРЕХОДА МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ ДИСКРЕТНОГО СПЕКТРА

А. Ю. Самарин

Самарский государственный технический университет,
443100, Самара, ул. Молодогвардейская, 244.

E-mail: samarinay@yahoo.com

Для описания динамики квантового перехода микрообъекта определена функция матричных элементов координат пространства и времени (волновая функция перехода), играющая в описании этого процесса роль, аналогичную волновой функции в описании физических состояний системы. Предложены матричные элементы координат и энергии в виде, позволяющем описывать пространственное распределение координат локализации объекта в процессе его перехода между состояниями дискретного спектра. Установлено нерелятивистское дифференциальное уравнение, определяющее пространственную и временную зависимости волновой функции перехода. Определены граничные условия для пространственной части волновой функции перехода.

Ключевые слова: волновая функция перехода, матричные элементы перехода, континуальный интеграл, виртуальное пространство перехода, пространственная локализация системы.

Переход — изменение физических характеристик системы — может являться объектом самостоятельного изучения в том случае, если представляет собой процесс, логическую последовательность событий. Это приводит к предположению конечности и непрерывности времени изменения волновых функций дискретного спектра [1]. С другой стороны, дискретность значений физических величин и спектра волновых функций не позволяет физически рассматривать материальный объект в процессе перехода между состояниями в силу отсутствия у него в это время каких-либо физических характеристик. Согласно квантовой теории это обстоятельство носит универсальный характер при взаимодействии микросистем [2]. Однако отсутствие физических характеристик у объекта исследования в данный момент времени не исключает возможности его изучения. В работе [3] установлено уравнение для матричных элементов физических величин — функций комплексных переменных (матричных элементов координаты и времени), позволяющее описывать динамику изменения характеристик объекта в процессе перехода между физическими состояниями (состояниями, в которых объект обладает измеримыми физическими характеристиками). Основу этих матричных элементов составляют континуальные интегралы (интегралы по траекториям) [4].

Алексей Юрьевич Самарин (к.ф.-м.н., доц.), докторант, каф. общей физики и физики нефтегазового производства.

Гипотеза применимости метода континуальных интегралов в процессе перехода непосредственно связана с гипотезой об однородности пространства и времени. Использование континуальных интегралов позволяет отказаться от применения эрмитовых операторов, предполагающих наличие соответствующих измеряемых физических величин. Однако математический аппарат интегралов по траекториям чрезвычайно неудобен в использовании, поэтому в работе [3] и здесь континуальные интегралы используются только для обоснования вида математических объектов, описывающих динамику процесса перехода, и их взаимосвязь. В работе [3] описание процесса перехода осуществляется с точки зрения, аналогичной динамическому представлению Гамильтона в классической механике и Гейзенберга — в квантовой. Для описания интерференционных эффектов, представляющих интерес с точки зрения взаимодействия тождественных частиц [1], целесообразно использование динамического описания перехода, соответствующего представлениям Лиувилля в классической механике и Шредингера — в квантовой. Данная работа и решает эту задачу.

Прежде всего следует установить переменные, определяющие положение системы в последовательности событий перехода. Согласно [3], в процессе перехода движение системы описывается матричными элементами перехода (термин «матричный элемент» используется здесь из-за структуры, аналогичной матричным элементам оператора, а также чтобы не нарушать общепринятую терминологию). Матричный элемент перехода, соответствующий физической величине f в начале и конце перехода, определяется следующим образом:

$$\langle F \rangle \equiv \langle \Psi | f(\tau) | \Phi \rangle = k \iiint \left[\Psi^*(q_2, t_2) \Phi(q_1, t_1) \times \right. \\ \left. \times \int f[x(\tau), \tau] \exp \frac{i}{\hbar} S_{12}[x(\tau)] \mathcal{D}x(\tau) \right] dq_1 dq_2 dt_1 dt_2, \quad (1)$$

где $\langle \Psi | f(\tau) | \Phi \rangle$ — матричный элемент перехода в обозначении Дирака; $\mathcal{D}x(\tau) = \prod_t dx(\tau)$ — элемент объема в пространстве траекторий; индексы 1 и 2 показывают значения величин, соответствующие начальной и конечной точке перехода; $\Phi(q, t)$ — волновая функция начального состояния; $\Psi^*(q, t)$ — функция, комплексно сопряженная волновой функции, конечного состояния (знак «*» везде в работе означает комплексное сопряжение); q, t — координаты конфигурационного пространства и время системы в состояниях с волновыми функциями — измеряемые координаты пространства и время (здесь и далее интегрирование волновых функций производится по всему конфигурационному пространству и всей временной оси); x, τ — координаты конфигурационного пространства и время системы, описывающие её движение по виртуальным траекториям (неизмеряемые координаты пространства и времени); $f[x(\tau), \tau]$ — значение механического функционала, соответствующего физической величине искомого матричного элемента, взятое для отдельной траектории движения в виртуальном пространстве в момент времени перехода τ ; $S_{12}[x(\tau)]$ — функционал действия для отдельной траектории перехода между точками 1 и 2; k — нормирующий множитель. Интеграл, стоящий в квадратных скобках, — континуальный, интегрирование ведётся по всем тра-

екториям, соединяющим пространственно-временные точки 1 и 2. Под альтернативностью понимается возможность осуществления движения системы исключительно по одной из набора траекторий движения.

Временные и пространственные переменные x и τ , входящие в выражение для матричных элементов в качестве аргументов, не являются физическими характеристиками системы. В процессе перехода объект не локализован, он движется в виртуальном пространстве и времени по бесконечному (в общем случае) набору траекторий. Эти координаты, вообще говоря, не определяют положение системы в пространстве и времени, а служат для описания ее движения в виртуальном пространстве. В конце перехода все траектории, исходящие из одной точки возможной локализации системы, сходятся в другой точке. Тем самым возникает новое положение системы в пространстве и времени, что можно интерпретировать как переход системы из виртуального пространства движения в физическое. Математическим выражением такого перехода является континуальный интеграл амплитуды вероятности перехода. Кроме амплитуды вероятности перехода этот интеграл определяет и соответствующее ей конечное положение системы в пространстве и времени.

При фиксированном времени перехода имеется бесконечный набор координат для различных виртуальных траекторий движения. Усреднение этого набора по всем траекториям с соответствующим весом дает матричный элемент координаты перехода

$$\begin{aligned} \langle X(\tau_3) \rangle &= k \iiint \left[\Psi^*(q_2, t_2) \Phi(q_1, t_1) \times \right. \\ &\quad \times \left. \int x(\tau) \exp \frac{i}{\hbar} S_{12}[x(\tau)] \mathfrak{D}x(\tau) \right] dq_1 dt_1 dq_2 dt_2 = \\ &= k \int \langle 2 | x | 1 \rangle \Psi^*(q_2, t_2) \Phi(q_1, t_1) dq_1 dt_1 dq_2 dt_2, \quad (2) \end{aligned}$$

где $\langle 2 | x | 1 \rangle$ — матричный элемент координаты перехода в обозначениях Дирака, соответствующий переходу объекта из одной точки пространства в другую. При переходе в состояние с той же самой волновой функцией матричный элемент координаты, взятый в момент окончания этого перехода, представляет собой среднее значение координаты системы в этом состоянии. В процессе перехода эта величина представляет собой «среднюю» (по комплексной вероятностной составляющей) координату объекта в пространстве перехода. Такой матричный элемент координаты не позволяет построить на своей основе пространственное распределение координат объекта в фиксированный момент времени перехода. Необходимо ввести матричный элемент, соответствующий координате локализации объекта в произвольной точке пространства в произвольный момент времени. Он должен содержать соответствующую этой локализации вероятностную составляющую (поскольку вероятность не может быть определена в процессе перехода, вероятностная составляющая определяется в «крайних» физических состояниях перехода и транслируется на область перехода аналогично матричным элементам физических величин). Удовлетворяющий этим требованиям матричный элемент может быть определен как

$$\begin{aligned} \langle x \rangle = k \iiint \left\{ \left[\int \exp \frac{i}{\hbar} \left(\int_{\tau}^{t_2-t_1} L(x, \dot{x}, \tau) d\tau \right) \mathfrak{D}x(\tau) \right] \Psi^*(q_2, t_2) \Phi(q_1, t_1) \times \right. \\ \left. \times \left[\int x(\tau) \exp \frac{i}{\hbar} \left(\int_0^{\tau} L(x', \dot{x}', \tau) d\tau \right) \mathfrak{D}x'(\tau) \right] \right\} dq_1 dt_1 dq_2 dt_2, \quad (3) \end{aligned}$$

где $L(x, \dot{x}, \tau)$ — лагранжиан системы для альтернативной траектории. Величина $\langle x \rangle$ представляет собой матричный элемент координаты перехода из состояния с волновой функцией $\Phi(q_1, t_1)$ в состояние с волновой функцией $\Psi(q_2, t_2)$ по всем возможным траекториям, проходящим через точку с координатами x виртуального пространства в момент времени τ . Матричный элемент координаты $\langle x \rangle$ играет роль пространственной координаты системы в процессе перехода. Он соотносится с матричным элементом средней координаты системы в процессе перехода (2) следующим образом:

$$\langle X \rangle = \int \langle x \rangle dx.$$

Другими словами, $\langle X \rangle$ представляет собой среднее значение матричного элемента координаты системы $\langle x \rangle$. В соответствии с (3) в начальный и конечный моменты времени перехода матричный элемент координаты перехода будут равны измеряемым координатам объекта:

$$\langle x(\tau = 0) \rangle = q_1, \quad \langle x(\tau = t_2 - t_1) \rangle = q_2.$$

Что касается матричного элемента времени, характеризующего локализацию системы во времени перехода, то согласно [3] он может быть записан в виде

$$\begin{aligned} \langle T \rangle = k \iiint \left[\Psi^*(q_2, t_2) \Phi(q_1, t_1) \times \right. \\ \left. \times \int \tau \exp \frac{i}{\hbar} S_{12}[x(\tau)] \mathfrak{D}x(\tau) \right] dq_1 dt_1 dq_2 dt_2 = \tau \langle \Psi | \Phi \rangle, \quad (4) \end{aligned}$$

где $\langle \Psi | \Phi \rangle$ — амплитуда вероятности перехода в обозначениях Дирака. Она не изменяется в процессе перехода и определяет только масштаб (в общем случае комплексный) времени перехода. Это позволяет в уравнениях, описывающих переход, матричный элемент времени заменить комплексным временем перехода τ (при определении соотношений времени перехода с реальным временем этот комплексный масштаб должен быть учтён).

Для определения объекта, описывающего распределение координат локализации системы в пространстве перехода, необходимо учесть, что такая локализация происходит в результате интерференции траекторий возможного движения системы в точке виртуального пространства в фиксированный момент времени. Если распространить действие физических законов на пространство и время перехода, то математическое выражение этой интерференции будет представлять континуальный интеграл. Можно ввести функцию

$$\Xi(x_3, \tau_3) = \iint \left[\Phi(q_1, t_1) \times \right. \\ \left. \times \int \exp \frac{i}{\hbar} \left(\int_0^{\tau_3} L(x, \dot{x}, \tau) d\tau \right) \mathfrak{D}x(\tau) \right] dq_1 dt_1 \equiv \langle 3 | \Phi \rangle, \quad (5)$$

где $\Phi(q, t)$ — волновая функция начального состояния перехода; q_1, t_1 — координаты конфигурационного пространства пространства и времени начального состояния; τ_3 — момент времени перехода, в который фиксируется координата x_3 , на всех возможных траекториях перехода с одинаковым значением x_3 . Если переходы в точки пространства x_3 в момент времени τ_3 имеют место только из состояния с $\Phi(q_1, t_1)$, то функция $\Xi(x_3, \tau_3)$ для реального пространства (пространства, где существуют физические величины) представляет собой волновую функцию системы. Однако в виртуальном пространстве перехода она не может быть интерпретирована как амплитуда вероятности вследствие отсутствия последней в процессе перехода. Физическая интерпретация этой величины может быть получена при рассмотрении перехода между двумя состояниями с волновыми функциями. Если обозначить волновую функцию конечного состояния перехода как $\Psi(x_2, \tau_2)$, то матричный элемент перехода, соответствующий (5), будет

$$\langle \Xi(x_3, \tau_3) \rangle = k \iiint \Psi^*(q_2, t_2) \Phi(q_1, t_1) dq_1 dt_1 dq_2 dt_2 \times \\ \times \int \Xi(x_3, \tau_3) \exp \frac{i}{\hbar} S_{12}[x(\tau)] \mathfrak{D}x(\tau). \quad (6)$$

Функция $\Xi(x_3, \tau_3)$ имеет одно и то же значение, определяемое (5), для всех траекторий перехода $\Phi \rightarrow \Psi$, для которых $x(\tau_3) = x_3$. Для траекторий, не удовлетворяющих этому условию, значение этой функции равно нулю. Другими словами, выражение (6) определяет матричный элемент амплитуды вероятности перехода, все траектории которого проходят через точку x_3 в момент времени τ_3 . В момент времени перехода $\tau = 0$ имеем

$$\Xi(x_3, \tau_3) = \iint \Phi(q_1, t_1) \delta(q_1 - x_3, t_1 - \tau_3) dq_1 dt_1 = \Phi(x_3, \tau_3).$$

В момент времени $\tau = t_2 - t_1$:

$$\Xi(x_3, \tau_3) = \iint \left[\Phi(q_1, t_1) \int \exp \frac{i}{\hbar} \left(\int_0^{\tau_3=t_2-t_1} L(x, \dot{x}, \tau) d\tau \right) \mathfrak{D}x(\tau) \right] dq_1 dt_1 = \\ = \iint \Phi(q_1, t_1) K(x_3, \tau_3, q_1, t_1) \Big|_{\substack{x_3=q_2 \\ \tau_3=t_2-t_1}} dq_1 dt_1 = \Psi(x_3, \tau_3),$$

где $K(x_3, \tau_3, q_1, t_1)$ — амплитуда вероятности перехода из точки (q_1, t_1) в точку (x_3, τ_3) . Соответствующие этим случаям матричные элементы будут иметь вид

$$\begin{aligned}
 \langle \Xi(x_3, \tau_3) \rangle &= k\Phi(x_3, \tau_3) \iiint \left[\Psi^*(q_2, t_2) \Phi(q_1, t_1) \times \right. \\
 &\quad \times \left. \int \exp \frac{i}{\hbar} S_{12}[x(\tau)] \mathfrak{D}x(\tau) \right] dq_1 dt_1 dq_2 dt_2 = \\
 &= k\Phi(x_3, \tau_3) \iint \Psi^*(q_2, t_2) \Psi(q_2, t_2) dq_2 dt_2 = k'\Phi(x_3, \tau_3),
 \end{aligned}$$

где k' — множитель, не зависящий от переменных перехода. Волновая функция начального состояния может быть вынесена за знак континуального интеграла, поскольку все возможные траектории перехода в каждой ее точке имеют одну и ту же координату. Аналогично для $\tau = t_2$ имеем

$$\begin{aligned}
 \langle \Xi(x_3, \tau_3) \rangle &= k\Psi(x_3, \tau_3) \iiint \left[\Psi^*(q_2, t_2) \Phi(q_1, t_1) \times \right. \\
 &\quad \times \left. \int \exp \frac{i}{\hbar} S_{12}[x(\tau)] \mathfrak{D}x(\tau) \right] dq_1 dt_1 dq_2 dt_2 = \\
 &= k\Psi(x_3, \tau_3) \iint \Psi^*(q_2, t_2) \Psi(q_2, t_2) dq_2 dt_2 = k'\Psi(x_3, \tau_3).
 \end{aligned}$$

Таким образом, матричный элемент $\langle \Xi(x_3, \tau_3) \rangle$ может рассматриваться как матричный элемент волновой функции перехода (далее — волновая функция перехода).

Функцию $\Xi(x_3, \tau_3)$ можно выразить через аналогичную функцию в бесконечно близкий момент времени $\tau_4 = \tau_3 - \Delta\tau$:

$$\begin{aligned}
 \Xi(x_3, \tau_3) &= \iint \Phi(q_1, t_1) dq_1 dt_1 \int \exp \frac{i}{\hbar} S_{13} \mathfrak{D}x(\tau) = \\
 &= \int dx_4 \iint \Phi(q_1, t_1) dq_1 dt_1 \int \exp \frac{i}{\hbar} S_{14} \mathfrak{D}x(\tau) \int \exp \frac{i}{\hbar} S_{43} \mathfrak{D}x(\tau) = \\
 &= \int dx_4 \Xi(x_4, \tau_4) \int \exp \frac{i}{\hbar} S_{43} \mathfrak{D}x(\tau).
 \end{aligned}$$

В дифференциальном виде такое уравнение для движения системы в потенциальном поле согласно [4] примет следующий вид:

$$\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \Xi(x, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Xi(x, \tau)}{\partial x^2} - U(x, \tau) \Xi(x, \tau).$$

Чтобы определить волновую функцию перехода, следует перейти к уравнению для матричных элементов перехода (все траектории этого перехода проходят через точку с координатами x в момент времени τ):

$$\left\langle \frac{\hbar}{i} \frac{\partial \Xi(x, \tau)}{\partial \tau} \right\rangle = \left\langle \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Xi(x, \tau)}{\partial x^2} \right\rangle - \langle U(x, \tau) \Xi(x, \tau) \rangle.$$

Матричные элементы функций координат и времени могут быть заменены, согласно [3], соответствующими функциями матричных элементов координат и времени. Тогда это выражение может быть переписано в виде

$$\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \Xi(\langle x \rangle, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Xi(\langle x \rangle, \tau)}{\partial \langle x \rangle^2} - U(\langle x \rangle, \tau) \Xi(\langle x \rangle, \tau), \quad (7)$$

где $\langle x \rangle$, τ — матричный элемент координаты перехода и комплексное время перехода, определяемые выражениями (3) и (4), соответственно. Уравнение (7) представляет экстраполяцию уравнения Шредингера на область перехода. Однако оно имеет принципиальное отличие. Поскольку матричные элементы координаты и времени в общем случае являются комплексными величинами, то волновая функция перехода — функция комплексного переменного, что определяет специфику решений уравнения (7).

Для анализа вида волновой функции перехода уравнение для неё целесообразно представить в другом виде. Дифференцирование по τ_3 выражения (5) даёт

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau_3} \Xi(x_3, \tau_3) &= \frac{\partial}{\partial \tau_3} \int \left[\Phi(q_1, t_1) \int \exp \frac{i}{\hbar} \left(\int_0^{\tau_3} L(x, \dot{x}, \tau) d\tau \right) \mathfrak{D}x(\tau) \right] dq_1 dt_1 = \\ &= \int \left[\Phi(q_1, t_1) \int \frac{i}{\hbar} H[x(\tau), \tau_3] \exp \frac{i}{\hbar} S[x(\tau)] \mathfrak{D}x(\tau) \right] dq_1 dt_1. \end{aligned}$$

Чтобы получить волновую функцию перехода, необходимо приравнять матричные элементы функций, стоящих в обеих частях последнего уравнения. Тогда уравнение эволюции волновой функции перехода примет вид

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \Xi(\langle x \rangle, \tau) = \frac{i}{\hbar} H(\langle x \rangle, \tau) \Xi(\langle x \rangle, \tau), \quad (8)$$

где $H(\langle x \rangle, \tau)$ — функция Гамильтона для «средней» траектории движения системы $\langle x(\tau) \rangle$, проходящей через точку ее локализации с виртуальными координатами $\langle x \rangle$ в момент времени перехода τ (до окончания перехода координата $\langle x \rangle$, вообще говоря, имеет комплексное значение).

Существенное отличие решений уравнений (7) и (8) от соответствующих уравнений квантовой механики иллюстрирует переход между стационарными состояниями микрообъекта. При переходе между стационарными состояниями системы её волновая функция перехода определяется матричным элементом энергии. В стационарном состоянии энергия системы во всех точках пространства одинакова. В том случае, если энергия взаимодействия с внешней средой не зависит от координат системы, в любой момент времени матричный элемент энергии — один и тот же для всех точек волновой функции перехода. Тогда уравнение (8) может быть переписано в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \Xi(\tau) = \frac{i}{\hbar} \langle \varepsilon(\tau) \rangle \Xi(\tau), \quad (9)$$

а волновая функция запишется так:

$$\Xi(\langle x \rangle, \tau) = \Xi(\langle x \rangle) \exp \frac{i}{\hbar} \int \langle \varepsilon(\tau) \rangle d\tau, \quad (10)$$

где $\Xi(\langle x \rangle)$ — пространственная часть волновой функции перехода. С учётом комплексности $\langle \varepsilon(\tau) \rangle = \varepsilon'(\tau) + i\varepsilon''(\tau)$ имеем

$$\Xi(\langle x \rangle, \tau) = \Xi(\langle x \rangle) \exp \left(\frac{i}{\hbar} \int \varepsilon'(\tau) d\tau \right) \exp \left(-\frac{1}{\hbar} \int \varepsilon''(\tau) d\tau \right). \quad (11)$$

Таким образом, временная зависимость волновой функции перехода имеет непериодический характер, что соответствует нестационарному распределению координат локализации системы (функции $\Xi(\langle x \rangle)$) в процессе перехода между состояниями с различной энергией. Кроме временной зависимости матричного элемента энергии это обстоятельство обусловлено наличием мнимой части ε'' во втором сомножителе в (11), определяющем затухание данной пространственной волновой функции перехода. Это затухание определяется изменением «положения» системы в пространстве перехода.

Если выражение для волновой функции перехода между квазистационарными состояниями (10) подставить в волновое уравнение (8), то последнее примет вид

$$H(\langle x \rangle, \tau) \Xi(\langle x \rangle) = \varepsilon(\langle \tau \rangle) \Xi(\langle x \rangle). \quad (12)$$

Решение уравнения (12) даёт пространственную волновую функцию перехода, соответствующую конкретной величине матричного элемента энергии перехода. Значения матричного элемента энергии системы в процессе перехода в каждый момент времени можно определить из динамического уравнения для матричных элементов перехода [3]. Уравнение (12) является дифференциальным уравнением второго порядка для функции комплексной переменной $\langle x \rangle$. Это обстоятельство определяет необходимость наличия двух комплексных граничных условий. В условиях перехода получить граничные условия обычного вида невозможно в силу принципиального отсутствия непосредственно измеряемых физических величин, определяющих состояние системы. Условиями, позволяющими найти постоянные интегрирования, являются условия нормировки волновой функции перехода на волновые функции начального и конечного состояний и нормировки матричного элемента координаты среднего значения $\langle x(\tau) \rangle$ для данной волновой функции перехода на матричный элемент перехода системы $\langle X(\tau) \rangle$, соответствующий тому же моменту времени перехода системы. Эти условия имеют следующий вид:

$$\int \Xi^*(\langle x \rangle) \Xi(\langle x \rangle) d\langle x \rangle = \int \Psi^*(q) \Psi(q) dq, \quad \int \langle x \rangle \Xi^*(\langle x \rangle) \Xi(\langle x \rangle) d\langle x \rangle = \langle X \rangle.$$

Они играют роль граничных условий и полностью определяют пространственную часть волновой функции перехода в любой момент времени τ .

Существенным отличием волнового уравнения (8) для перехода от соответствующего уравнения квантовой механики состоит в том, что последнее является самодостаточным для описания движения квантовой системы, а волновое уравнение перехода — нет. Из-за принципиального отсутствия граничных условий в процессе перехода их функцию выполняет «средняя» траектория движения объекта (матричный элемент $\langle X(\tau) \rangle$), являющаяся решением динамического уравнения, описанного в [3]. Таким образом, для описания движения объекта в процессе перехода требуются оба динамических представления: как Лиувилля, так и Гамильтона. Кроме того, специфика описания перехода определяется также и тем обстоятельством, что пространственная волновая функция перехода — функция комплексного переменного, в то время как пространственная волновая функция стационарного состояния — функция вещественного аргумента. Это, в частности, определяет непрерывный, в отличие от энергии, спектр комплексных значений матричного элемента энергии при финитном движении микрообъекта.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Самарин А. Ю. Возникновение стабильных состояний атомов и молекул за счёт обменного взаимодействия возбужденных электронов // *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2009. — № 1(18). — С. 214–221.
2. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Теоретическая физика: Т. IV. Квантовая электродинамика. — М.: Физматлит, 2002. — 720 с.
3. Самарин А. Ю. Описание процесса перехода между состояниями дискретного спектра // *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2009. — № 2(19). — С. 226–229.
4. Feynman R. P., Hibbs A. R. Quantum Mechanics and Path Integrals. — N.Y.: McGraw-Hill, 1965. — 365 pp.; русск. пер.: Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. — М.: Мир, 1968. — 382 с.

Поступила в редакцию 07/II/2010;
в окончательном варианте — 11/III/2010.

MSC: 81S40, 58D30

WAVE EQUATION OF DISCRETE SPECTRUM STATES TRANSITION PROCESSES

A. Yu. Samarin

Samara State Technical University,
244, Molodogvardeyskaya str., Samara, 443100.
E-mail: samarinay@yahoo.com

For the dynamic description of object quantum transition, function of space coordinates matrix elements and time (transition wave function) is determined. It plays the role for transition analogous, to wave function for state. Matrix elements of coordinates and energy are offered in the form, allowing describe spatial distribution of system localization coordinates during its transition between states of a discrete spectrum. The differential equation for transition wave function is obtained. The time dependence of transition wave function is determined. Boundary conditions for a spatial part of transition wave function are established.

Key words: transition wave function, matrix elements of transition, continual integral, virtual space of transition, spatial system localization.

Original article submitted 07/II/2010;
revision submitted 11/III/2010.

Alexey Yu. Samarin (Ph.D. (Phys. & Math.)), Doctoral Candidate, Dept. of General Physics.