

АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ АЛГЕБРАИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ТЕОРИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ АТОМОВ. ВОДОРОДОПОДОБНЫЙ АТОМ

В.В. Скобелев

Московский политехнический университет, г. Москва, Россия

Проведено сравнение результатов одного из аналитических решений для значений вероятностных параметров развиваемой нами общей теории пространственных переходов атомов и расчета этих же параметров стандартными методами квантовой механики. Констатируется совпадение результатов.

Ключевые слова: *вероятность, атом, пространство, переходы, квантовая механика.*

Введение

В наших работах* [1, 2] в основном была впервые сформулирована теория пространственных переходов атомов в их системе $1+2+3$ с пространственными размерностями электронных структур $D=1,2,3$. Эти работы были инициированы серией экспериментов [3–6] по получению атомов «с $D=1,2$ » «из $D=3$ ». При этом работа [1] явилась основополагающей, в другой же [2] мы уточняли и дополняли положения работы [1].

Основными фигурирующими в этих работах понятиями являлись введенные в [1]

а) вероятностные параметры x, y, z вероятностей переходов $3 \rightarrow 1,2$, $1 \leftrightarrow 2$, $1,2 \rightarrow 3$ соответственно (в работе [2] по сравнению с [1] сделана перестановка обозначений $x \leftrightarrow y$, причем в [1] рассмотрен «предельный вариант» $z=1$, когда числа атомов $N_{1,2}$ имеют минимально возможные значения, а N_3 – максимально возможные – см. ниже п. б)). В рамках нашей общей теории оказывается возможным найти диапазоны изменения этих параметров x, y, z , а также величин N_i (см. по этому поводу рис. 1, 2 в работе [2]);

б) средние числа атомов N_i в равновесных состояниях системы $1+2+3$ со значениями $D=i \in \{1,2,3\}$. Под равновесными здесь понимаются состояния, в которых N_i не меняется, а переходы между состояниями с различными значениями i обусловлены только квантовыми вероятностными закономерностями [7].

Эти состояния из начального, когда атомы находятся только «в $D=3$ », получаются спустя время релаксации τ , величину которого можно оценить из соображений размерности. Именно, в нерелятивистской теории Шредингера комбинация констант с размерностью времени есть $\hbar^3/(e^2)^2 m_e$, отличаясь только фактором 2π от периода электрона на 1-й боровской орбите. «Истинное» значение τ может отличаться от этого $\hbar^3/(e^2)^2 m_e \sim 10^{-17}$ с на несколько порядков, оставаясь все же пренебрежимо малым. Это означает, что данное понятие равновесного состояния является вполне корректным и оно действительно имеет место в экспериментах типа [3–6].

Заметим также, что существенным моментом нашей общей теории является эквивалентность «пространств $D=1,2$ » по отношению к «базовому $D=3$ ». Иначе говоря, формулы «для $D=2$ » получаются из формул «для $D=1$ » простой заменой $1 \rightarrow 2$.

Адекватность метода может быть установлена при сравнении полученных им результатов с непосредственным расчетом для конкретных атомов с использованием стандартного аппарата квантовой механики [7, 8].

* Как мы уже неоднократно указывали, в промежуточной формуле (28) основной по теме работы [1] допущена неточность: в скобках слева вместо слагаемого « $-2xF^2$ » должно быть « $-2xF$ », однако основное уравнение (31) и следующее из него (34a) записаны верно.

Уважаемые читатели!

Доступ к полнотекстовой версии журнала
«Известия высших учебных заведений. Физика»
осуществляется на платформе
Научной электронной библиотеки eLIBRARY.RU
на платной основе:

<https://elibrary.ru/contents.asp?titleid=7725>