

# Самолокализация электрона

Львов О.С.

*Утверждается, что проблемы неограниченного расползания волнового пакета заряженной частицы (типа лептона) не существует. Волновой пакет частицы определенно локализуется на индуцированных зарядах в окружающей частицу диэлектрической среде с заметно отличающейся от единицы диэлектрической проницаемостью. Самолокализация частицы очевидно имеет место также при ее движении в разреженных средах и пустоте вследствие поляризации вакуума под действием электрического поля частицы.*

Как известно [1,2] волновой пакет заряженной частицы, а частности электрона, локализуется в области другой локализованной частицы с противоположным знаком заряда. Например, в атоме электроны локализируются в области ядра. Из уравнения Шрёдингера следует, что при расположении электрона в области положительно заряженной точечной частицы с зарядом  $Q$  его основное  $1s$ -состояние с минимальной энергией описывается центрально-симметричной быстро спадающей с увеличением радиуса волновой функцией

$$\psi = \sqrt{Q^3/(ea)^3} \exp(Qr/a) \exp(i\xi t), \quad (1)$$

где  $a = \hbar^2/me^2$  – боровский радиус электронного волнового пакета,

$\xi = -me^2Q^2/(2\hbar^3)$  – энергетическая постоянная (волновая частота).

Не трудно показать, что локализация волнового пакета (ВП) электрона имеет место также при его нахождении в среде с отличной от единицы диэлектрической проницаемостью ( $\epsilon > 1$ ). В этом случае причиной локализации ВП является индуцированный в окружающей среде электрический заряд противоположного знака (положительного в случае электрона), пространственная плотность которого определяется выражением

$$q_{\text{и}} = q_0 (\epsilon - 1) / \epsilon, \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость окружающей среды,  $q_0$  и  $q_{и}$  - плотности исходного и индуцированного зарядов.

Расползание ВП ограничивается вследствие того, что сдерживающий волновой пакет электрический потенциал уменьшается пропорционально его радиусу, а кинетическая энергия локализованной частицы, как следует из соотношения неопределенности Гейзенберга, уменьшается как квадрат радиуса.

Волновая функция локализованного индуцированным зарядом ВП частицы в основном состоянии (1s) приближенно может быть определена из уравнения Шрёдингера, которое для радиальной составляющей рассматриваемой функции имеет следующий вид:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{2m}{\hbar^2} (\mathcal{E} - eU) \psi = 0. \quad (3)$$

Здесь  $\mathcal{E}$  - энергия частицы,

$U = U(r)$  - сдерживающий электрический потенциал индуцированного заряда, определяемый распределением заряда в волновом пакете частицы.

Указанный потенциал отвечает выражению

$$U(r) = - \int_{\infty}^r \frac{Q(r)}{r^2} dr, \quad (4)$$

где  $Q(r)$  - индуцированный заряд внутри сферы радиуса  $r$ , который в свою очередь может быть вычислен по формуле

$$Q(r) = 4\pi e \int_0^r r^2 \eta \psi^* \psi dr, \quad (5)$$

где  $\eta = q_{и}/q_0 = (\varepsilon - 1)/\varepsilon$  - коэффициент электрической индукции, равный отношению модулей наведенного и исходного зарядов.

Исходное уравнение (3) при использовании подстановок

$$r = \frac{\hbar^2}{\eta e^2 m} \rho, \quad \mathcal{E} = \frac{\eta^2 e^4 m}{\hbar^2} \xi \quad \text{и} \quad eU = \frac{\eta^2 e^4 m}{\hbar^2} \zeta \quad (6)$$

может быть заменено обобщенным уравнением относительно новой волновой функции  $\psi(\rho)$ .

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho^2 \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) - 2(\xi - \zeta)\psi = 0. \quad (7)$$

Новые обобщенные переменные  $\rho$ ,  $\xi$  и  $\zeta$  являются безразмерными величинами. Волновая функция  $\psi(\rho)$  нормализуется с помощью формулы

$$\int_0^\infty 4\pi\rho^2 \psi^* \psi d\rho = 1.$$

Потенциальная функция  $\zeta(\rho)$  вычисляется при использовании следующего выражения, получаемого на основании соотношений (4-6)

$$\zeta(\rho) = \int_\rho^\infty \int_0^\rho 4\pi\rho^2 \psi^* \psi d\rho \frac{1}{\rho^2} d\rho. \quad (8)$$

Уравнение (7) в силу соотношений (6) характеризуется решениями, не зависящими от величины коэффициента электрической индукции  $\eta$ , что позволяет легко вычислять интересующие нас величины для любых значений  $\eta$  и  $\varepsilon$  при известном решении (7) и использовании соотношений (6).

Решение волнового уравнения (7) может быть найдено путем определения ряда последовательных приближений при использовании итерационного вычислительного метода. Исходя из некоторого приближенного значения волновой функции  $\psi_n(\rho)$  по формулам (4, 5) определяется соответствующая потенциальная функция  $\zeta_n(\rho)$ , и затем на основании уравнения (7) при учете граничного условия  $\psi(\infty) = 0$  и  $\partial\psi/\partial\rho = 0$  при  $\rho = 0$  определяются новые приближения энергетического показателя  $\xi_{n+1}$  и волновой функции  $\psi_{n+1}(\rho)$ . Указанный процесс повторяется до получения требуемой точности результата.

На ниже приводимом рисунке 1 показаны графики двух электронных волновых функций, первая из которых  $\psi_0$  отвечает центральному точечному заряду  $\eta e$ , а вторая  $\psi_1$  - такому же заряду, наведенному в диэлектрической среде с коэффициентом индукции  $\eta$ . Здесь же для обоих случаев указаны значения энергетической постоянной  $\xi$  и среднего радиуса  $\rho$  электронного волнового пакета. Обе функции нормированы на 1 при  $\rho = 0$ .

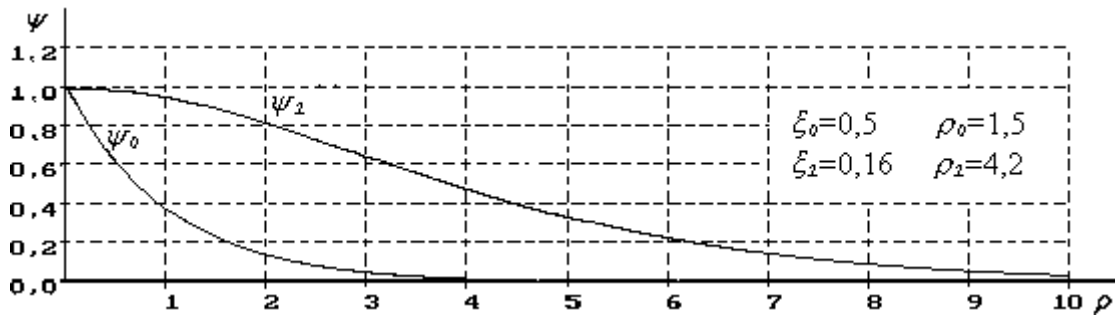


Рис.1

Можно видеть, что “радиус самолокализованного электрона” примерно в 2,6 раза превышает “радиус электрона”, локализованного в зоне точечного заряда, равного заряду, индуцированному в диэлектрической среде.

При локализации электрона в непроводящем электрический ток твердом теле с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 2 \div 4$ , то есть при равенстве коэффициента индукции  $\eta \cong 0,3 \div 0,8$  расчетное электронное облако имеет порядок размеров периода молекулярной решетки тела. При этом расчеты дают лишь приблизительную оценочную картину электронного облака. Сам же избыточный электрон ввиду дискретной внутренней структуры тела оказывается привязан к некоторой группе атомов и остается неподвижным при воздействии электрического поля в случае умеренной его напряженности и умеренной температуры тела.

В диэлектрической жидкой среде с типичным значением диэлектрической постоянной ( $\varepsilon > 2$ ) размер электронного облака избыточного электрона по-прежнему характеризуется размерами порядка размеров молекулы среды, однако в этом случае электрон перемещается при наличии внешнего электрического поля вследствие отсутствия пространственной локализации молекул среды.

Определенный интерес представляют избыточные электроны в криогенных жидкостях, характеризующихся малым значением диэлектрической проницаемости, например в жидком водороде ( $\varepsilon \cong 1,2$ ) и в жидком гелии ( $\varepsilon = 1,05 \div 1,06$ ). В этом случае размер электронного облака равен нескольким десяткам атомарных размеров элементов среды, и его конфигурация примерно соответствует расчетным значениям. В случае жидкого гелия в сверхтекучем

состоянии ( $T < 2,2^\circ K$ ) локализованные электроны при наличии электрического поля проявляют себя как свободные достаточно тяжелые частицы [3].

При наблюдении электронов в газообразных средах в нормальных условиях ( $\varepsilon < 1,001$ ) расчетные размеры ВП оказываются весьма значительными. Например, при наблюдении электрона в воздухе при атмосферном давлении и комнатной температуре ( $\varepsilon \simeq 1,0006$ ) расчетный поперечник ВП в соответствии с выражением (6) и значением обобщенного радиуса  $\rho_1 = 4,2$  имеет порядок 2000 поперечников атома водорода ( $\sim 3 \cdot 10^{-3}$  см). Поскольку при этом энергия связи рассматриваемого электрона имеет порядок  $4 \cdot 10^{-6}$  эВ, что значительно меньше энергии теплового движения молекул  $\sim 2,5 \cdot 10^{-2}$  эВ, то волновое облако электрона, соответствующее его возбужденному состоянию, имеет еще большие размеры.

Возникает вопрос, каких размеров может достигать электронное облако в весьма разреженных газах? Ответ на этот вопрос можно найти в Википедии (Атом водорода): "В очень разреженных средах (например, в межзвёздной среде) наблюдаются атомы водорода с главными квантовыми числами до 1000 (ридберговские атомы), чьи радиусы достигают сотых долей миллиметра," то есть  $r \sim 10^{-3}$  см. По-видимому, ту же величину размеров электронного облака в межзвездной среде имеют и свободные электроны.

Поскольку коэффициент электрической индукции в межзвездной среде (содержащей  $\sim 1000$  атомов в  $\text{см}^3$ ) не превышает значения  $\eta = 10^{-20}$ , то расчетный диаметр электронного облака здесь имеет огромную величину  $\sim 10^{20}$  см. Поэтому можно предположить, что наблюдаемая локализация волнового пакета электрона в области с поперечником  $\sim 3 \cdot 10^{-3}$  см обязана воздействию вакуума, который в слабом электрическом поле проявляет поляризационные свойства. А именно, регулярное электронное поле взаимодействует со случайным вакуумным ЭМП и ЭПП, в результате чего в области электронного волнового пакета образуются распределенные положительные электрические заряды, которые сдерживают расширение волнового пакета электрона при достаточно большом его поперечнике.

## Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.3.  
Квантовая механика. М., "Наука", 1989.
2. Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А., Курс теоретической физики.  
Том II. М., "Наука", 1971.
3. Быков В.П., Дробный заряд – новая тенденция в электронике. Ж. УФН,  
том 176, №9, 2006. [http://ufn.ru/ufn06/ufn06\\_9/Russian/r069i.pdf](http://ufn.ru/ufn06/ufn06_9/Russian/r069i.pdf)