

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 538.915

DOI: 10.17223/00213411/62/6/157

А.А. ВАСИЛЬЧЕНКО, Г.Ф. КОПЫТОВ

СТАБИЛЬНОСТЬ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ
В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ*

Ключевые слова: электронно-дырочная жидкость, равновесная плотность, квантовая проволока.

Хорошо известно, что в объемных полупроводниках и квантовых ямах экситоны могут конденсироваться в металлическую электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ). В последние годы свойства квазидвумерной ЭДЖ достаточно хорошо изучены как экспериментально [1], так и теоретически [2]. Менее изучены свойства квазиодномерной ЭДЖ. В работе [3] впервые экспериментально показана возможность образования ЭДЖ в InAs-квантовых проволоках. Спектральный анализ линии излучения ЭДЖ позволил определить равновесную плотность электронно-дырочных пар, которая изменяется от $2.5 \cdot 10^5$ до $3.0 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$.

Вычислим энергию и равновесную плотность электронно-дырочных пар в квантовой проволоке. Возьмем проволоку с сечением в виде круга и используем цилиндрическую систему координат. Вдоль оси z электроны движутся свободно. Для простоты считаем эффективные массы дырок и электронов изотропными. При сильном перекрытии волновых функций электронов и дырок кулоновской энергией можно пренебречь. В рамках теории функционала плотности полная энергия квазиодномерных электронов и дырок запишется в виде

$$E_t[n_e, n_h] = T_e[n_e] + T_h[n_h] + \int U_e(r)n_e(r)2\pi r dr + \int U_h(r)n_h(r)2\pi r dr + \int (\epsilon_{xc,e}n_e + \epsilon_{xc,h}n_h)2\pi r dr, \quad (1)$$

где T_e , T_h – кинетические энергии носителей заряда; ϵ_{xc} – обменно-корреляционная энергия; $U_e(r)$, $U_h(r)$ – внешние удерживающие потенциалы для электронов и дырок; n_e и n_h – плотности электронов и дырок.

В экситонной системе единиц уравнения Шредингера для электронов и дырок запишутся так:

$$\left(-\frac{\mu}{m_i} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + V_{\text{eff},i}(r) \right) \right) \psi_i(r) = E_i \psi_i(r), \quad (2)$$

где $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$ – приведенная масса электрона и дырки; $V_{\text{eff},e}(r) = V_{xc,e}(r) + U_e(r)$, $V_{\text{eff},h}(r) = V_{xc,h}(r) + U_h(r)$; m_e и m_h – эффективные массы носителей заряда; $i = e, h$.

Считаем, что заполнен только нижний уровень размерного квантования, тогда плотности носителей задаются выражениями

$$n_e(r) = N_e \psi_e^2(r), \quad n_h(r) = N_h \psi_h^2(r), \quad (3)$$

где N_e , N_h – одномерные плотности электронов и дырок соответственно.

Для электронейтральной ЭДЖ $N_e = N_h = N$. Считаем удерживающие потенциалы слабыми, и в дальнейшем их вклад в полную энергию учитывать не будет.

Кинетическая энергия запишется в следующем виде:

$$T_i[n_i] = \frac{\pi^2 \mu}{12 g_i^2 m_i} N_i^3 + N_i (E_i - \int V_{xc,i}(r) \psi_i^2(r) 2\pi r dr), \quad (4)$$

где g_i – число эквивалентных долин.

В выражении (4) первое слагаемое соответствует полной кинетической энергии носителей вдоль квантовой проволоки, а второе – кинетической энергии поперек квантовой проволоки.

Как и в работе [4], возьмем $\epsilon_{xc,i} = -0.91K/r_{s,i}$, где $r_{s,i} = (3/4\pi n_i)^{1/3}$, $K = 1, 3$. Тогда обменно-корреляционный потенциал запишется как $V_{xc,i}(z) = -4\alpha n_i^{1/3}/3$, где $\alpha = 1.45K$.

Для решения уравнения Шредингера используем приближенный метод, предложенный в работе [5]. Для каждого типа носителей заряда возьмем волновую функцию с параметром b_i в виде

$$\psi_i(z) = \exp(-r^2/(2b_i^2))/(\pi^{1/2}b_i). \quad (5)$$

Разложим $V_{xc,i}(r)$ в ряд и, учитывая только квадратичный член по r , получим из уравнений Шредингера для каждого типа носителей заряда

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и администрации Краснодарского края (проект № 16-42-230280).

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>