

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ЖИДКОСТЬ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ III ТИПА

Н.В. Маркова, А.П. Силин

Рассчитана энергия связи и равновесная плотность электронно-дырочной жидкости в полупроводниковых сверхрешетках III типа, характеризующихся непрямой энергетической щелью в пространстве координат.

Полупроводниковые сверхрешетки привлекают внимание своими уникальными оптическими свойствами (см. обзоры /1, 2/). В настоящей работе рассмотрены композиционные сверхрешетки III типа /2/, характерным примером являются сверхрешетки $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As} - \text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$ при $x \approx y \gg 0,3$ /3/. В них минимум зоны проводимости первого полупроводника ($\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$) находится в энергетической щели второго полупроводника ($\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$), а максимум валентной зоны второго полупроводника — в энергетической щели первого. Благодаря такому расположению энергетических зон электроны и дырки, возбужденные в такой сверхрешетке, будут разделены в пространстве: электроны будут находиться в первом полупроводнике, дырки — во втором. Это нарушение электронейтральности приводит к искривлению энергетических зон. Ниже будем считать толщину слоев сверхрешетки d достаточно малой, чтобы носители тока были сконцентрированы в основном в центре слоев /4/.

Наличие в сверхрешетке III типа непрямой энергетической щели в пространстве координат должно привести (как и в легированных сверхрешетках /1, 2/) к значительному увеличению времени жизни носителей тока, что в свою очередь делает их интересными кандидатами для наблюдения в них электронно-дырочной жидкости (см., напр., обзор /5/).

Предположим, что двумерная концентрация электронов и дырок n такова, что заселены полностью наинизшая минизона зоны проводимости и наивысшая минизона тяжелых дырок валентной зоны, а остальные минизоны свободны (расчет равновесной плотности электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) подтверждает такое предположение). При этом движение носителей тока можно считать двумерным, а энергию квазидвумерной ЭДЖ можно представить в следующем виде /6,7/:

$$E(n) = E_K(n) + E_{ex}(n) + E_c(n,d) + E_{es}(n,d) + \Delta E_0(n,d).$$

Здесь $E_K(n)$ и $E_{ex}(n)$ — кинетическая и обменная энергии электронно-дырочной пары /6/, $E_K(n) = \pi n = 1/r_s^2$; $r_s = 1/\sqrt{\pi n}$; $E_{ex}(n) = -8\sqrt{2n}/3\sqrt{\pi}$; $E_c(n,d)$ — корреляционная энергия для $m_{e1} = m_{h2}$ /6, 8/;

$$E_c(n,d) = [E_c^{(1)}(n,d)d^4 + E_c^{(2)}(n,d)] \frac{1}{1+d^4};$$

$$E_c^{(1)}(n,d) = -\frac{9,14\sqrt{n}}{19,98\sqrt{n}+1} + \frac{0,052}{d^{5/2}n^{1/2}}, E_c^{(2)}(n,d) = -1,37\left(\frac{n}{d}\right)^{1/4};$$

$E_{es}(n,d)$ — электростатическая энергия /4/;

$$E_{es}(n,d) = 2\pi nd.$$

В качестве единиц энергии и длины использовались энергия связи E_x и радиус a_x двумерного экситона

$$E_x = \frac{2me^4}{\kappa^2 \hbar^2}, \quad a_x = \frac{\kappa \hbar^2}{2me^2}, \quad m^{-1} = m_{e1}^{-1} + m_{h2}^{-1}.$$

Здесь κ — статическая диэлектрическая проницаемость, которая предполагается одинаковой в обоих полупроводниках, m_{e1} — эффективная масса дырки в первом полупроводнике. Для определения эффективной массы тяжелой дырки в тонкой пленке второго полупроводника (m_{h2}) использовалось соотношение /9/:

$$\frac{1}{m_{h2}} = \frac{1}{m_{hh}} \left[1 + \frac{3}{\pi\sqrt{\beta}} \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} \beta \right) \right], \quad \beta = \frac{m_{lh}}{m_{hh}},$$

где $m_{hh}(lh)$ — объемное значение эффективной массы тяжелой (легкой дырки).

Отличием рассматриваемой здесь сверхрешетки III типа от сверхрешетки I типа /7/ или идеализированной квазидвумерной системы /6/, где электроны и дырки находятся в одном слое, является зависимость от плотности самого уровня отсчета энергии $E_0(n,d)$ (дна наименьшей минизоны). Этот вклад описывается слагаемым $\Delta E_0(n,d)$, которое для рассматриваемого здесь случая $m_{e1} = m_{hh}$ имеет следующий вид:

$$\Delta E_0(n,d) = 2 [E_0(n,d) - E_0(o,d)].$$

Полупроводники группы A_3B_5 , из которых составлены рассматриваемые сверхрешетки, характеризуются довольно узкими энергетическими щелями, поэтому для расчета $\Delta E_0(n,d)$ нужно, вообще говоря, использовать многозонное приближение /10/. Однако для сверхрешеток $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As} - \text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$ можно использовать однозонное приближение при $x \approx y \gtrsim 0,7$ (параметры этих сверхрешеток приведены в обзоре /3/):

$$-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dz^2} \psi(z) + V(n,z) \psi(z) = E_0(n,d) \psi(z),$$

где

$$V(z) = \Delta(z) + V_{es}(n,z), \quad \Delta(z) = \begin{cases} 0, & -\frac{d}{2} \leq z \leq \frac{d}{2} \\ \Delta_0, & \frac{d}{2} \leq z \leq \frac{3d}{2}, \quad \Delta(z+2d) = \Delta(z), \end{cases}$$

$$V_{es}(n,z) = \begin{cases} 4\pi n \left(\frac{d}{2} - z \right), & 0 \leq z \leq d \\ 4\pi n \left(\frac{d}{2} + z \right), & d \leq z \leq 2d, \quad V_{es}(n,z+2d) = V_{es}(n,z). \end{cases}$$

Для простоты полагаем $\Delta_c = \Delta_v = \Delta_0$, где $\Delta_c(v)$ — разность энергий дна зон проводимости (потолка валентных зон) полупроводников, составляющих сверхрешетку.

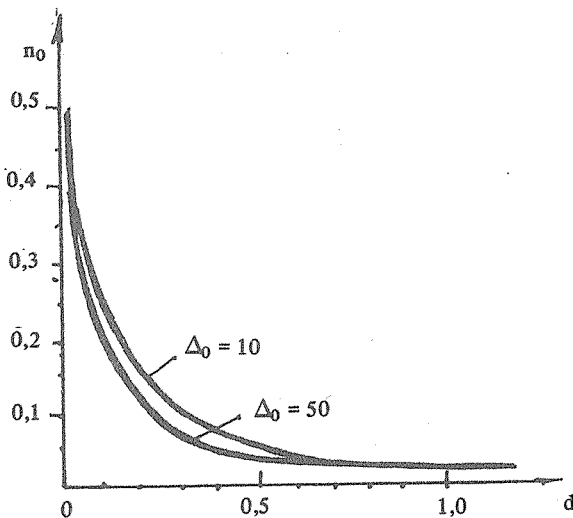


Рис. 1. Зависимость двумерной равновесной плотности n_0 от толщины пленок d при разных значениях Δ_0 .

Равновесные параметры ЭДЖ для различных сверхрешеток III типа

x = y	0,7	0,8	0,9
d, Å	30 50 60	30 50 60	30 50 60
E ^I , мэВ	8,3 6,2 4,5	10,2 7,0 5,0	11,7 8,3 5,9
n ₀ , 10 ¹¹ см ⁻²	0,77 0,36 0,30	0,92 0,46 0,37	1,20 0,63 0,46
r _s	1,9 2,7 2,9	1,8 2,5 2,8	1,7 2,3 2,7

Численные расчеты показывают, что ЭДЖ при $d \leq 0,6 \div 0,7$ оказывается более энергетически выгодной, чем газ свободных экситонов (энергия связи экситона для такой системы рассчитывалась в [11]). Это, по-видимому, связано с тем, что при больших толщинах слоев нарушение электронейтральности сильнее уменьшает энергию связи конденсированной фазы (ЭДЖ), чем газа экситонов.

Зависимости равновесной плотности ЭДЖ от d для различных значений Δ_0 приведены на рис. 1. Значения энергии основного состояния ЭДЖ E^I, равновесной плотности ЭДЖ n₀ и соответствующего ей значения $r_s = 1/\sqrt{m_0}$ для некоторых сверхрешеток In_{1-x}Ga_xAs - GaSb_{1-y}As_y приведены в табл. 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ploog K., Döhler G.H. Adv. Phys., 32, № 3, 285 (1983).
2. Силин А.П. УФН, 147, № 3, 485 (1985).
3. Esaki L. Lect. Notes Phys, 123, 302 (1980).
4. Маркова Н.В., Силин А.П. ФТТ, 26, № 9, 2634 (1984).
5. Андрушин Е.А., Силин А.П. ФНТ, 3, № 11, 1365 (1977).
6. Андрушин Е.А., Силин А.П. ФТТ, 19, № 5, 1405 (1977).
7. Бисти В.Е., Силин А.П. ФТТ, 28, № 8, 2379 (1986).
8. Силин А.П. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 30 (1983).
9. Недорезов С.С. ФТТ, 12, № 8, 2270 (1970).
10. Силин А.П. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 13 (1985).
11. Андрушин Е.А. ФТТ, 18, № 9, 2493 (1976).

Поступила в редакцию 19 декабря 1986 г.