

Образование двойной квантовой ямы в самосогласованной широкой квантовой яме p -типа

Г.А. Альшанский, М.В. Якунин

*Институт физики металлов УрО РАН
ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620219, Россия
E-mail: alshansk@imp.uran.ru*

Статья поступила в редакцию 28 августа 2004 г.

Исследован процесс формирования самосогласованной двойной квантовой ямы (ДКЯ) в широкой квантовой яме p -типа в присутствии одноосной деформации. Особенностью систем p -типа является структура валентной зоны, состоящей из двух ветвей энергетической дисперсии — легких и тяжелых дырок. Показано, что данная специфика приводит к значительному расщеплению подзон симметричного и антисимметричного состояний, в результате чего затрудняется формирование состояний ДКЯ с исчезающе малой туннельной щелью; одноосная деформация, снимая вырождение зоны, подавляет это свойство, так что две основных подзоны размерного квантования ДКЯ остаются вырожденными вплоть до больших энергий.

Досліджено процес формування самоузгодженої подвійної квантової ями (ПКЯ) у широкій квантовій ямі p -типу в присутності одноосової деформації. Особливістю систем p -типу є структура валентної зони, що складається з двох віток енергетичної дисперсії — легких і важких дірок. Показано, що дана специфіка приводить до значного розщеплення підзон симетричного й антисиметричного станів, у результаті чого утрудняється формування станів ПКЯ із зникаюче малою тунельною щільною; одноосова деформація, знімаючи виродження зони, пригнічує цю властивість, так що дві основні підзони розмірного квантування ПКЯ залишаються виродженими аж до великих енергій.

PACS: 73.50.Jt, 73.20.-r

Введение

Система, называемая двойной квантовой ямой (ДКЯ), иначе двуслойной электронной системой, состоит из двух слоев двумерного электронного газа, разделенных барьером, ширина которого сравнима со средним расстоянием между электронами в слое. Слои двумерного электронного газа связаны каждый в своей квантовой яме или вблизи разных краев одиночной широкой квантовой ямы. Последний случай носит название самосогласованной двойной квантовой ямы.

В двойной квантовой яме, в отличие от обычных одиночных квантовых ям, носители заряда имеют дополнительную степень свободы — они могут занимать состояния в правой или левой квантовой яме (или при наличии туннелирования между слоями), характеризующиеся симметричной и антисимметричной волновой функцией. Контролировать эту до-

полнительную степень свободы можно, изменяя высоту и ширину барьера. Последняя определяет не только величину щели между симметричными и антисимметричными состояниями, но и регулирует величину межслойного кулоновского взаимодействия.

В ДКЯ наблюдается ряд эффектов, обусловленных межслойным электрон-электронным взаимодействием. Наиболее яркий из них — это закрытие в квантующих магнитных полях щели между симметричным и антисимметричным состояниями и образование состояния коллективного целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ). В эксперименте состояние коллективного целочисленного КЭХ проявляется в исчезновении его особенностей при четных номерах [1]. Особенности целочисленного КЭХ исчезают в сильном магнитном поле, если выполняется соотношение $\Delta_{SAS} \leq E_c$ [2,3], где Δ_{SAS} — щель между симметричным и антисимметричным состояниями, $E_c = e^2/\epsilon d$ — характерная энергия

межслойного электрон-электронного взаимодействия, $d = d_w + d_b$ — расстояние между центрами квантовых ям, образующих ДКЯ. Обзор работ по квантовому эффекту Холла в двойных квантовых ямах можно найти в [3], теоретический анализ состояния коллективного целочисленного квантового эффекта Холла выполнен в [3–5].

Магнитное поле, приложенное параллельно плоскости структуры, смешивает симметричное и антисимметричное состояния, что приводит к искажениям поверхности Ферми в ДКЯ. Это проявляется в сдвиге узловых точек биений осцилляций Шубникова—де Гааза в параллельном магнитном поле [6].

В настоящей работе исследованы возможности и условия образования самосогласованной двойной квантовой ямы в одиночной квантовой яме *p*-типа. На основе сформулированной модели, позволяющей учесть наличие одноосного сжатия в гетероструктуре, разработана методика проведения численных расчетов, результаты которых позволили найти решение поставленной задачи при указанных ограничениях, установив при этом существенную роль одноосного сжатия.

Методика расчетов

В расчетах использована изотропная модель Латтинжера. Для ряда ям с различной шириной и концентрацией носителей заряда определены закон дисперсии, плотность состояний, эффективные массы на уровне Ферми, волновые функции и профиль самосогласованного потенциала.

Самосогласованная система уравнений имеет вид

$$\left[H_{\text{Lut}} \left(k_x, k_y, \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial z} \right) + V(z) \hat{I} \right] G_i(k_x, k_y, z) = E_i G_i(k_x, k_y, z), \quad (1)$$

$$V(z) = V_0(z) + V_{xc}(z) + q\varphi(z), \quad (2)$$

$$\Delta\varphi(z) = -4\pi[\rho_h(z) + \rho_{\text{imp}}(z)], \quad (3)$$

$$\rho_h(z) = \sum_n \int dk g_n(k, \varepsilon_F) |G_{n,k}(z)|^2, \quad (4)$$

где $G_{i,\mathbf{k}}(z)$ — огибающая волновая функция, принадлежащая *i*-й подзоне; $V_0(z)$ — «нулевой» потенциал, образованный разрывом зоны проводимости; $V_H(z)$ — хартриевский самосогласованный потенциал, удовлетворяющий уравнению Пуассона; $V_{xc}(z)$ — обменно-корреляционный потенциал, вид которого взят из работ [7,8]; q — заряд дырки, $q = -|e|$; $\rho(z)$ — плотность заряда в системе, состоя-

щая из плотности заряда дырок в квантовой яме $\rho_h(z)$ и плотности заряда примесей $\rho_{\text{imp}}(z)$.

Плотность состояний пространственно квантованных дырок задается соотношением

$$g_i(\varepsilon, k) = \frac{k}{2\pi} \theta(\varepsilon - \varepsilon_i(k)). \quad (5)$$

Для простоты пренебрегаем зависимостью параметров Латтинжера от координаты z , проявляющейся из-за разницы материалов слоев, образующих квантовую яму и барьер. Включено также одноосное сжатие вдоль направления z (направление роста гетероструктуры), которое описывается добавлением к гамильтониану Латтинжера внутри слоя, образующего квантовую яму, слагаемого, задаваемого выражением

$$H_\zeta = \begin{bmatrix} -\zeta & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \zeta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \zeta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\zeta \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где

$$\zeta = b(S_{11} - S_{12})X.$$

В последнем выражении b — деформационный потенциал, S_{11} и S_{12} — упругие постоянные материала, X — приложенное давление. Таким образом, одноосное сжатие приводит к изменению положения дна валентной зоны на величину ζ внутри слоя, образующего квантовую яму, при этом глубина квантовой ямы увеличивается для тяжелых дырок и уменьшается на эту же величину для легких.

Для решения задачи на собственные значения использован метод матрицы распространения (transfer matrix method) [9].

Результаты расчетов

Расчеты проведены для образца со следующими параметрами: ширина квантовой ямы $d_w = 38$ нм, глубина квантовой ямы $U_0 = 100$ мэВ, величина спейсера $d_{\text{sp}} = 8$ нм, концентрация носителей заряда в яме $p = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Именно такие значения параметров имел образец, в котором экспериментально наблюдалось исчезновение особенностей квантового эффекта Холла с четными номерами [10].

Расчет без учета одноосного напряжения в слое, образующем квантовую яму, показывает, что спектр носителей заряда в данной системе отличается сильной непараболичностью двух нижних ветвей закона дисперсии, пространственно соответствующих квантованным тяжелым дыркам (рис. 1). При $k \sim k_F$ наблюдается значительное расщепление подзон симметричного и антисимметричного состояний, что затрудняет формирование состояний ДКЯ с исче-

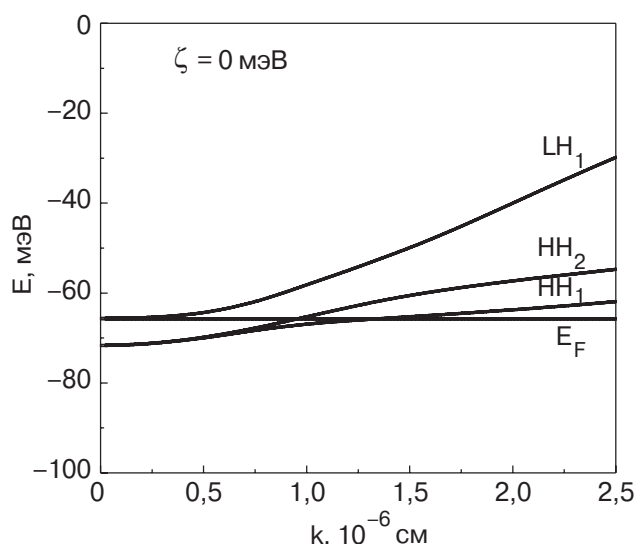


Рис. 1. Закон дисперсии носителей заряда в квантовой яме $p\text{-Ge}/\text{GeSi}$ без учета одноосного сжатия, HH_1 и HH_2 — зона пространственного квантования тяжелых дырок, LH_1 — зона пространственного квантования легких дырок.

зающе малой туннельной щелью. Поэтому возникает вопрос, каким образом в данной системе может быть сформировано такое состояние.

На этот вопрос позволяет ответить учет одноосного напряжения в слое Ge, формирующего квантовую яму. Из-за рассогласования решеток этот слой растянут в плоскости, перпендикулярной плоскости роста структуры, что эффективно можно описать одноосным сжатием вдоль направления роста структуры. Величину параметра ζ , описывающего в гамильтониане величину одноосного сжатия, выбирали исходя из требования равенства эффективной массы носителей заряда на поверхности Ферми массе, определяемой из измерений осцилляций Шубникова — де Гааза. Результаты расчетов приведены на рис. 2.

Одноосное сжатие приводит к тому, что лестницы подуровней пространственного квантования тяжелых и легких дырок «раздвигаются» по энергии: уровни тяжелых дырок смещаются вниз, а уровни легких дырок вверх. В результате ослабевает взаимодействие между состояниями тяжелых и легких дырок, вследствие чего уменьшается непараболичность закона дисперсии тяжелых дырок, щель между симметричным и антисимметричным состояниями уменьшается до исчезающе малой, и в системе возникает состояние двойной квантовой ямы.

Выводы

Показано, что наличие в законе дисперсии валентной зоны систем p -типа двух ветвей, соответ-

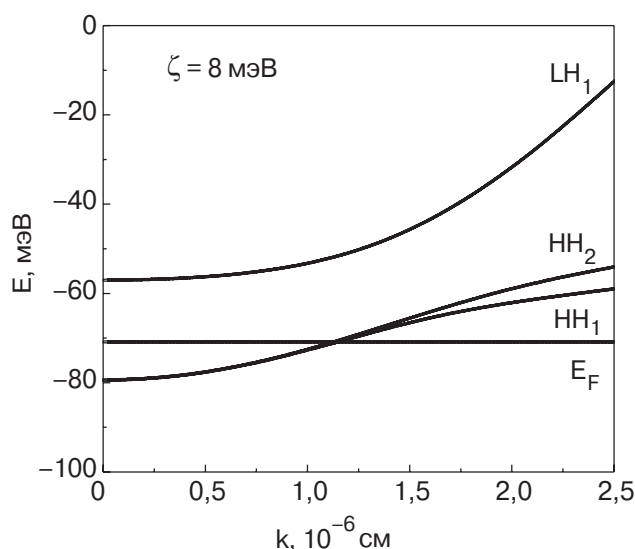


Рис. 2. Закон дисперсии носителей заряда в квантовой яме $p\text{-Ge}/\text{GeSi}$ с учетом одноосного сжатия, HH_1 и HH_2 — зона пространственного квантования тяжелых дырок, LH_1 — зона пространственного квантования легких дырок.

ствующих тяжелым и легким дыркам, приводит в широкой квантовой яме к значительному расщеплению симметричного и антисимметричного состояний, препятствующему формированию системы с ДКЯ. В то же время установлено, что существование одноосного сжатия в слое германия гетероструктуры $p\text{-Ge}/\text{GeSi}$, формирующей квантовую яму, существенно расширяют возможности образования самосогласованной двойной квантовой ямы в широкой квантовой яме $p\text{-GeSi}/\text{Ge}/\text{GeSi}$.

1. G.S. Boebinger, H.W. Jiang, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1793 (1990).
2. S.Q. Murphy, J.P. Eisenstein, G.S. Boebinger, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 728 (1994).
3. K. Yang, K. Moon, L. Belkhir, H. Mori, S.M. Girvin, A.H. MacDonald, L. Zheng, and D. Yoshioka, *Phys. Rev.* **B54**, 11644 (1996).
4. R.J. Radtke, P.I. Tamborenea, and S. Das Sarma, *Phys. Rev.* **B54**, 13832 (1996).
5. R.J. Radtke, S. Das Sarma, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev.* **B57**, 2342 (1998).
6. K. Moon, H. Mori, Kun Yang, S.M. Girvin, A.H. MacDonald, L. Zheng, D. Yoshioka, and Shon-Cheng Zhang, *Phys. Rev.* **B51**, 5138 (1995).
7. M. Kemerink, *PhD Thesis*, Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven (1998).
8. P.A. Bobbert, H. Wieldraijer, R. van der Weide, M. Kemerink, P.M. Koenraad, and J.H. Wolter, *Phys. Rev.* **B56**, 3664 (1997).
9. C. Yi-Ping Chao and Shun L. Chuang, *Phys. Rev.* **B43**, 7027 (1991).

10. Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, and O.A. Kuznetsov, *Nanotechnology* **11**, 351 (2000).

Formation of double quantum well in wide self-consistent p -type quantum well

G.A. Alshanskii and M.V. Yakunin

A self-consistent double quantum well formed in the single wide quantum p -type well under uniaxial deformation has been investigated. The characteristic property of the p -type systems is

the valence band structure which consists of two dispersion curves — heavy and light holes. It is shown that this specific feature leads to significant splitting of the symmetric and antisymmetric subbands in the nonzero wave vector, and hampers the formation of a double quantum well with a vanishingly small gap; the uniaxial deformation removes degeneration of the subband in the zero wave vector, which leads to the quasi-degeneration of the symmetric and antisymmetric subbands in nonzero wave vectors and formation of a double quantum well system.