

5. Заключение

Таким образом, нами были рассмотрены эффекты, обусловленные разницей между диэлектрическими постоянными соседних частей наноструктур типа сверхрешеток, квантовых ям полупроводник/диэлектрик, приповерхностных полупроводниковых квантовых ям, открытых (т.е. свободно стоящих на поверхности полупроводника) квантовых нитей и точек. В структурах такого типа, благодаря разнице диэлектрических проницаемостей, возникает пространственное перераспределение электрического поля (например, электромагнитной волны, или поля, связывающего электрон и дырку в экситоне), что приводит к кардинальным изменениям оптических и электронных свойств данных наноструктур. Например, оно является причиной возникновения сильной линейной поляризации излучения, поглощения и комбинационного рассеяния в открытых квантовых нитях, приводит к так называемому диэлектрическому усилению экситонов в наноструктурах полупроводник/диэлектрик (вакуум), а также сильной анизотропии поляритонных спектров отражения.

Авторы выражают признательность А.Б. Дзюбенко, Л.В. Келдышу, Л.В. Кулику, Г.Н. Михайловой, Е.А. Мулярову, А.М. Прохорову, А.Л. Яблонскому, J.M. Calleja, A.L. Efros, A. Forchel, T. Ishihara, F. Koch, D. Kovalev, M. Rosen за сотрудничество и В.С. Багаеву, В.С. Днепровскому, Е.А. Жукову, В.В. Поборчому, А.П. Силину, Р.А. Сурису, Н. Mariette за ценные обсуждения. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, государственной программой "Физика твердотельных наноструктур", а также INTAS (грант 94-2112).

Список литературы

- Esaki L, in *Heterojunctions and Semiconductor Superlattices* (Eds G Allan et al.) (Berlin: Springer-Verlag, 1986) p. 12; Bastard G *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (Les Ulis, France: Les Editions de Physique, 1988)
- Мы не рассматриваем здесь эти интересные и важные системы — см., например, в Weisbuch C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3314 (1992); Weisbuch C J. *Crystal Growth* **138** 776 (1994); Ivchenko E I, Nesvizhskii A I, Jorda S *Superlattices and Microstructures* **16** 17 (1994); Koch S W, Jahnke F, Chow W W *Semicond. Sci. Technol.* **10** 739 (1995)
- Nakamura S et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 1868 (1995)
- Kumagai M, Takagahara T *Phys. Rev. B* **40** 12359 (1989); Reichow J et al. *J. Cryst. Growth* **131** 277 (1993); Funato M, Fujita Shizuo, Fujita Shigeo *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** 3396 (1993)
- Aktsipetrov O A et al. *Surf. Sci.* **325** 343 (1995)
- Голубков В В, Екимов А И, Онущенко А А *Физ. хим. стекла* **6** 511 (1980); Эфрос Ал Л, Эфрос А Л *ФТТ* **16** 1209 (1982); Bawendi M G et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 1623 (1990); Ekimov A I, Efros A L, Onushchenko A A *Sol. St. Comm.* **88** 947 (1993)
- Poborchii V V, Ivanova M S, Salamatina I A *Superlattices and Microstructures* **16** 133 (1994); Dneprovskii V, Gushina N, Zhukov E *Phys. Lett. A* **204** 59 (1995)
- Canham L T *Appl. Phys. Lett.* **57** 1046 (1990)
- Dreybrodt J et al. *Phys. Rev. B* **48** 14741 (1993); **51** 4657 (1995); Emiliani V *Appl. Phys.* **75** 5114 (1994)
- Gréus C et al. *Appl. Phys. Lett.* **61** 1199 (1992); Ils P et al. *Appl. Phys. Lett.* **64** 496 (1994)
- Gourgon C et al. *J. Cryst. Growth* **138** 590 (1994)
- Gourgon C et al. *Appl. Phys. Lett.* **66** 1635 (1995)
- Kohl M et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 2124 (1989)
- Bockelmann U, Bastard G *Phys. Rev. B* **45** 1688 (1992)
- Greus Ch et al. *J. de Phys. IV* **3** 139 (1993)
- Гиппиус Н А и др. *Письма в ЖЭТФ* **59** 527 (1994); Gippius N A et al. *Superlattices and Microstructures* **16** 165 (1994)
- Lukosz W, Kunz R E *J. Opt. Soc. Am.* **67** 1607 (1977)
- Lavallard P, Rosenbauer M, Gacoin T *Phys. Rev. A* **54** 5450 (1996)
- Ils P et al. *Phys. Rev. B* **51** 4272 (1995)
- Gippius N A et al. *Phys. Stat. Sol. (b)* **188** 269 (1995); Rubio J et al. *Solid-State Electron.* **40** 707 (1996)
- Bockelmann U *Europhys. Lett.* **16** 601 (1991)
- Андрианов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 427 (1993)
- Lavallard P, Suris R A *Sol. St. Comm.* **95** 267 (1995)
- Kovalev D et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 1585 (1995)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М.: Наука, 1989)
- Рытова Н С *Докл. АН СССР* **63** 1118 (1965)
- Чаплик А В, Энтин М В *ЖЭТФ* **61** 2496 (1971)
- Келдыш Л В *Письма в ЖЭТФ* **29** 716 (1979)
- Бабиченко В С, Келдыш Л В, Силин А П *ФТТ* **22** 1238 (1980)
- Guseinov R R *Phys. Stat. Sol. (b)* **125** 237 (1984)
- Fomin V M, Pokatilov E P *Phys. Stat. Sol. (b)* **136** 187 (1986)
- Андрюшин Е А, Силин А П *ФТТ* **30** 3253 (1988)
- Hanamura E et al. *Mater. Sci. Eng. B* **1** 255 (1988)
- Tran Thoai D B et al. *Phys. Rev. B* **42** 5906 (1990)
- Wendler L, Hartwig B J. *Phys.: Condens. Matter* **3** 9907 (1991)
- Takagahara T *Phys. Rev. B* **47** 4569 (1993)
- Muljarov E A et al. *Phys. Rev. B* **51** 14370 (1995)
- Андрюшин Е А, Силин А П *ФТТ* **35** 1947 (1993)
- Бабаев Н А и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 190 (1984)
- Нарапетян С С и др. *Журн. неорганической химии* **33** 2806 (1988)
- Ishihara T, Takahashi J, Goto T *Sol. St. Comm.* **69** 933 (1989)
- Ishihara T, Takahashi J, Goto T *Phys. Rev. B* **42** 11099 (1990)
- Hong X, Ishihara T, Nurmikko A V *Phys. Rev. B* **45** 6961 (1992)
- Ishihara T *J. of Luminescence* **60–61** 269 (1994)
- Муляров Е А, Тиходеев С Г *ЖЭТФ* **111** 274 (1997)
- Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **54** R2335 (1996)
- Яблонский А Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 47 (1996)
- Keldysh L V *Superlattices and Microstructures* **4** 637 (1988)
- Ивченко Е Л, Кавокин А В *ФТТ* **34** 1815 (1992)
- Gippius N A, Tikhodeev S G, Keldysh L V *Superlattices and Microstructures* **15** 479 (1994)
- Gippius N A, Muljarov E A, Tikhodeev S G *Phys. St. Sol. (b)* **188** 57 (1995)

PACS number: 73.20.Dx

Зависимость от импульса размерности электронных состояний в гетероструктурах

В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, И.В. Токатлы

1. Для описания электронных свойств квантовых ям и проволок используется метод огибающих волновых функций, в котором в области каждого вещества влияние его периодического потенциала сводится к подстановке эффективной массы в операторе кинетической энергии, а изменения законов дисперсии на гетерогранице играют роль эффективных потенциалов.

Для квантовых ям компоненты волновых векторов (k_x, k_y) вдоль слоев сохраняются. Из-за несовпадения компонент эффективных масс контактирующих веществ эффективные потенциалы будут зависеть от k_x, k_y . Это может даже приводить к изменению знака эффективного потенциала, т.е. к превращению потенциальной ямы в барьер и наоборот.

2. Волновую функцию квантовых ям можно представить в виде

$$\psi(x, y, z) = Z(z) \exp(ik\rho),$$

где z — координата в направлении оси роста, ρ — в плоскости слоев, $k = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$. Уравнение Шрёдингера для $Z(z)$ в случае изотропных масс в каждом из слоев, формирующих гетероструктуру, имеет вид

$$Z''(z) + \frac{2m_n}{\hbar^2} \left(E - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} - U_n \right) Z(z) = 0, \quad (1)$$

где m_n и U_n — эффективная масса и потенциал в n -м слое. На границах слоев непрерывными являются Z и Z'/m_n . Для одиночной квантовой ямы толщиной d это приводит к дисперсионному уравнению для энергии E связанных состояний:

$$\left(\frac{\kappa_1}{m_1} + \frac{\kappa_2}{m_2}\right) \cos(\kappa d) + \left(\frac{\kappa_1 \kappa_2}{m_1 m_2} \frac{m}{\kappa} - \frac{\kappa}{m}\right) \sin(\kappa d) = 0, \quad (2)$$

где

$$\kappa = \left\{ \frac{2m}{\hbar^2} [E - V_0(k)] \right\}^{1/2}, \quad \kappa_{1,2} = \left\{ \frac{2m_{1,2}}{\hbar^2} [V_{1,2}(k) - E] \right\}^{1/2},$$

m_1, m_2, m — эффективные массы в левом, правом барьере и в яме;

$$V_{1,2}(k) = U_{1,2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{1,2}}, \quad V_0(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

— потенциалы барьеров и ямы при конечном значении k , U_i — при $k = 0$.

Для $U_1 \neq U_2$ связанное состояние возникает при ширине ямы выше критической [1]. Асимметрию барьеров можно характеризовать параметром

$$\beta(k) = \frac{V_2(k) - V_0(k)}{V_1(k) - V_0(k)}.$$

При $m < m_1$ знак производной $\partial\beta(k)/\partial k$ совпадает со знаком параметра

$$\alpha = \frac{U_2}{U_1} - \frac{m_2 - m}{m_1 - m} \frac{m_1}{m_2}, \quad (3)$$

т.е. при $\alpha > 0$ система с ростом k становится более асимметричной (для определенности считаем $U_2 > U_1$), при $\alpha < 0$ — более симметричной. Если $m > m_1$, знаки $\partial\beta(k)/\partial k$ и α противоположны.

Для гетероструктур первого рода типичным является соотношение $m < m_1 < m_2$. В этом случае при

$$k_i = \left[\frac{2U_i m m_i}{\hbar^2 (m_i - m)} \right]^{1/2}$$

исчезает барьер слева ($i = 1$) или справа ($i = 2$), при

$$k_s = \left[\frac{2(U_2 - U_1) m_1 m_2}{\hbar^2 (m_2 - m_1)} \right]^{1/2}$$

высоты барьеров сравниваются. Взаимное расположение k_1, k_2 и k_s определяется знаком величины α . При $\alpha > 0$ получается $k_1 < k_s < k_2$, при $\alpha < 0$ — k_s выполняется соотношение $k_2 < k_1$.

Асимметрия барьеров приводит к исчезновению связанного состояния при значениях k_c , существенно меньших k_1 и k_2 . Для определения k_c необходимо решить (2) относительно k при дополнительном условии $E = V_i(k_{ci})$. При $\alpha > 0$ есть одно критическое значение k_{c1} , а уравнение для него имеет вид

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2\pi\tilde{\kappa}} \arctan \left\{ \frac{m}{m_2} [\beta(k_{c1}) - 1] \right\}^{1/2} + \frac{n}{2\tilde{\kappa}}, \quad (4)$$

где

$$\tilde{\kappa} = \left[1 - \left(\frac{k_{c1}}{k_0} \right)^2 \left(1 - \frac{m}{m_1} \right) \right]^{1/2},$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \left(\frac{2\pi^2 \hbar^2}{2mU_1} \right)^{1/2},$$

$n = 0, 1, \dots$ — номер подзоны. При $\alpha < 0$ имеется второе значение k_{c2} , которое получается из (4) при

$$\tilde{\kappa} = \left[\frac{U_2}{U_1} - \left(\frac{k_{c2}}{k_0} \right)^2 \left(1 - \frac{m}{m_2} \right) \right]^{1/2}$$

и замене $m_1 \leftrightarrow m_2, \beta \rightarrow 1/\beta$.

На рисунке 1 изображена диаграмма состояний в переменных $d(k)$, описывающая границу между связанными (2D) и несвязанными (3D) состояниями. Кривые 1, 2, 3 отвечают условию $E = V_1$; 2', 3' — $E = V_2$. Линия 1 соответствует случаю $\alpha > 0$. Связанное состояние существует выше и левее этой кривой. При $d < d_{c1}$ связанное состояние отсутствует при любом k . При $d > d_{c1}$ оно имеет место в интервале $0 < k < k_{c1}$, причем с ростом d значение k_{c1} возрастает от нуля до k_1 . Для симметричных барьеров связанное состояние исчезает при $k_c = k_1$ независимо от d . Зависимость $E(k)$ при $d > d_1$ представлена на вставке а к рис. 1 (сплошные линии — 2D-состояния, штриховые — 3D-состояния).

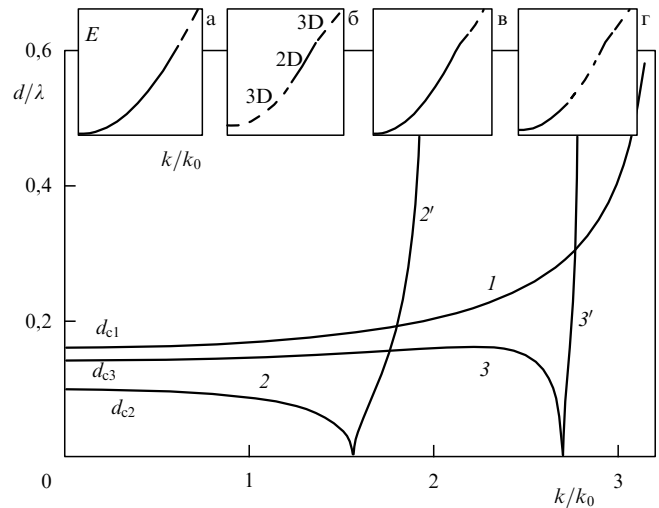


Рис. 1. Диаграмма состояний квантовой ямы. Линии 1, 2, 3 соответствуют условию $E = V_1$, 2', 3' — $E = V_2$, $m_1 = 1,1m$, $m_2 = 2,0m$ для $U_2/U_1 = 6$ (кривая 1), 4 (2, 2') и 2 (3, 3'). На вставке дисперсионные кривые $E(k)$: (а) для кривой 1, (б, в) — 2, 2'; (г) — 3, 3'.

Кривые 2 и 2' соответствуют условиям $E = V_1$ и $E = V_2$ для $\alpha < 0$, вставка б — случаю $d < d_{c2}$, в — $d > d_{c2}$. При $\alpha < 0$ зависимость $d(k_c)$ может иметь максимум (кривая 3 на рис. 1). В этом случае в узком диапазоне толщин слоев $d_{c2} < d < d_{\max}$ существуют три критических значения k_c (см. вставку г). Исчезновение состояния при $k \rightarrow k_{c1}$ обусловлено тем, что, несмотря на симметризацию системы, глубина ямы уменьшается быстрее, чем выравниваются высоты барьеров.

В случае, когда масса в яме больше масс в барьерах, возможна обратная ситуация: возникновение связанного состояния при увеличении асимметрии, когда глубина ямы увеличивается быстрее разности высот барьеров.

Включение электрического поля F_z изменяет соотношение между потенциалами барьеров, оставляя массы в слоях неизменными. Такая "развязка" масс и потенциалов позволяет управлять параметром α . При положительном напряжении ΔU на более высоком барьере возможен переход от $\alpha > 0$ к $\alpha < 0$, и наоборот, при

$\Delta U < 0$, т.е. можно реализовать все рассмотренные выше ситуации в структурах одного состава.

В одноямных структурах вероятность нахождения электрона в яме w при приближении к точке окончания достаточно резко обращается в нуль. Вдали от k_c величина w слабо зависит от k . В многоямных структурах можно реализовать ситуацию, когда с изменением k происходит значительное перераспределение вероятностей w_i между ямами при значениях k , значительно меньших k_c . Это имеет место в системах, находящихся вблизи резонанса уровней размерного квантования. В этом случае изменение высот барьеров с изменением k существенно изменяет условия туннелирования электронов из ямы в яму. С ростом k происходит переход от одного 2D-состояния к другому, отличающемуся локализацией электронов. Таким образом, удается добиться передислокации электронной плотности с ростом k .

Различие эффективных масс в яме и барьерах приводит к отличию закона дисперсии $E(k)$ от параболического даже без учета непараболичности исходных законов дисперсии веществ, образующих гетероструктуру. Эффективная масса $\mu = \hbar^2(\partial^2 E / \partial k^2)^{-1}$ для движения вдоль слоев структуры при $k = 0$ становится различной для разных подзон, изменяясь от значения эффективной массы m ямы для глубоко лежащих подзон до массы одного из барьеров для мелких подзон. В многоямных структурах наблюдается аномальное поведение: μ для низко лежащей подзоны может быть выше, чем соответствующее значение для подзоны с большей энергией. Наиболее интересным является то, что вблизи точек окончания изменяется кривизна функции $E(k)$. В результате в некоторой области по k эффективная масса оказывается отрицательной.

Отметим несколько возможностей наблюдения линий окончания (возникновения) в импульсном пространстве (k_x, k_y) связанных состояний:

1. Изменится характер движения электронов в магнитном поле (см. ниже) как при ориентации последнего вдоль слоев, так и вдоль оси z . В зависимости от взаимного расположения линий окончания и линии Ферми осцилляции кинетических и термодинамических величин в магнитном поле будут соответствовать двумерному или трехмерному случаям. При 2D–3D-трансформации должен исчезнуть квантовый эффект Холла. Само явление трансформации можно наблюдать на одном и том же образце, управляя с помощью электрического поля концентрацией носителей и положением линий окончания.

2. При 2D–3D-трансформации электрическим полем может происходить изменение характера фазовых превращений. Например, если ферромагнитное упорядочение осуществляется магнитными ионами, расположенными в квантовых ямах, путем косвенного обменного взаимодействия через носители, то при 2D–3D-трансформации ферромагнетизм может исчезнуть.

3. При изменении положения линии окончания (начала) возможно наблюдение резкого изменения энергии связи экситонов или примесных состояний, поскольку для 2D-случая энергия связи в 4 раза выше, чем для 3D. Это резкое изменение будет иметь место при сравнении импульса линии окончания (начала) и соответствующего обратного боровского радиуса.

4. Для сверхрешеток, построенных из асимметричных квантовых ям, возможно наблюдение обратного

эффекта Франца–Келдыша, т.е. увеличение ширины запрещенной минизоны под действием поля F_z из-за 3D–2D-трансформации. В результате образования связанных 2D-состояний интеграл перекрытия волновых функций между соседними квантовыми ямами уменьшается, что приводит к уменьшению ширины разрешенных минизон.

5. Возможно и прямое наблюдение 2D–3D-трансформации под действием латерального электрического поля. Происходящая при этом 2D–3D-расфокусировка (или 3D–2D-фокусировка) электронных состояний может наблюдаться в переходных процессах. В экспериментах с временным разрешением сдвиг положения экситонной линии будет определяться изменением энергии связи.

6. Система из двух квантовых ям, одна из которых имеет несимметричные барьеры, может оказаться привлекательной для понижения порогового тока в квантовом каскадном лазере, в котором частота генерации определяется расстоянием между минимумами подзон соседних ям. Если нижняя подзона соответствует несимметричной яме, то линия ее окончания может лежать существенно ниже минимума верхней подзоны. Это приведет к подавлению однофотонной межподзонной релаксации и к уменьшению порогового тока.

3. Рассмотрим поведение электронов в квантовой яме с несимметричными барьерами для случая квантующего магнитного поля \mathbf{B} , параллельного оси роста структуры z . Выберем начало отсчета энергии совпадающим с низким (правым) барьером U_1 и поместим левую границу ямы в точку $z = 0$. Обозначим глубину ямы $-U_1 \equiv -V$, а высоту левого барьера $U_2 - U_1 \equiv U$. Тогда уравнение Шрёдингера имеет вид

$$\left\{ \frac{\hat{k}_z^2 + [\hat{k} - (e/c)\mathbf{A}(\rho)]^2}{2m(z)} + u(z) \right\} \psi(\rho, z) = \varepsilon \psi(\rho, z), \quad (5)$$

где

$$\frac{1}{m(z)} = \frac{1}{m_2} \theta(-z) + \frac{1}{m} [\theta(z) - \theta(z-d)] + \frac{1}{m_1} \theta(z-d),$$

$$u(z) = U\theta(-z) - V[\theta(z) - \theta(z-d)]. \quad (6)$$

В уравнении (5) \hat{k} — компонента в плоскости xu оператора импульса, вектор-потенциал $\mathbf{A}(\rho)$ стандартным образом связан с магнитным полем: $\mathbf{B} = \partial_x \mathbf{A}_y - \partial_y \mathbf{A}_x$. Переменные z и ρ в (5) для однородного магнитного поля разделяются:

$$\psi_v(\rho, z) = \chi_v(z) \phi_v(\rho), \quad (7)$$

где $\phi_v(\rho)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{1}{2} \left[\hat{k} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\rho) \right]^2 \phi_v(\rho) = \xi_v \phi_v(\rho). \quad (8)$$

Собственные значения ξ_v в (8) равны

$$\xi_v = \frac{1}{\ell_B^2} \left(v + \frac{1}{2} \right), \quad v = 0, 1, 2, \dots,$$

$$\frac{1}{\ell_B^2} = \frac{eB}{\hbar c}. \quad (9)$$

Для функции $\chi_v(z)$ имеем

$$\left[\frac{\hat{k}_z^2 + 2\zeta_v}{2m(z)} + u(z) \right] \chi_v(z) = \varepsilon_v \chi_v(z). \quad (10)$$

Зависимость $m(z)$ в (10) приводит к зависимости эффективного потенциала от магнитного поля. В частности эффективная глубина ямы V_v для v -й подзоны Ландау оказывается равной

$$V_v = V - \left(\frac{1}{m} - \frac{1}{m_1} \right) \zeta_v \equiv V - (\omega_W - \omega_R) \left(v + \frac{1}{2} \right), \quad (11)$$

а эффективная высота левого барьера равна

$$U_v = U - \left(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2} \right) \zeta_v \equiv U - (\omega_R - \omega_L) \left(v + \frac{1}{2} \right), \quad (12)$$

где ω_W , ω_R , ω_L — циклотронные частоты в яме и барьерах.

В результате для собственных значений уравнения (10) имеем

$$\varepsilon_v^{2D} = \hbar \omega_R \left(v + \frac{1}{2} \right) - \frac{\kappa_{Rv}^2}{2m_1}, \quad (13)$$

$$\kappa_{Rv} = \frac{2m_1 V_v d}{1 - m_1/m_2} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{m_1}{m_2} \left[1 + \left(1 - \frac{m_1}{m_2} \right) \frac{U_v}{2m_1 (V_v d)^2} \right]} \right\}. \quad (14)$$

Для случая симметричных барьеров ($U = 0$, $m_1 = m_2 \equiv m_B$, $\omega_R = \omega_L \equiv \omega_B$) из (13) и (14) получаем

$$\varepsilon_v^{2D} = \hbar \omega_B \left(v + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} m_B (Vd)^2 \left[1 - \frac{\omega_B}{\Omega_c} \left(v + \frac{1}{2} \right) \right]^2, \quad (15)$$

где

$$\Omega_c = \frac{V_m}{\hbar(m_B - m)}.$$

Из выражения (15) следует, что двумерные уровни энергии существуют до тех пор, пока энергия поперечного движения $\hbar \omega_B (v + 1/2)$ не сравняется с величиной $\hbar \Omega_c$. Это условие соответствует обращению в нуль эффективного потенциала ямы V_v (11). Таким образом, для каждого уровня v существует критическое магнитное поле B_c^v , выше которого v -й 2D-уровень Ландау переходит в 3D-подзону Ландау:

$$B_c^v = \frac{mm_B}{m_B - m} \frac{cV}{e\hbar(v + 1/2)}. \quad (16)$$

Заметим, что в поле B_c^0 исчезает последний (основной с $v = 0$) уровень.

Важной особенностью энергетического спектра (15) является неэквидистантность уровней Ландау. Эта неэквидистантность может быть непосредственно обнаружена в оптических экспериментах или по отклонению от периодичности по обратному магнитному полю осцилляций магнитосопротивления Шубникова–де Гааза.

Для случая асимметричных барьеров поведение системы оказывается более сложным и разнообразным. В зависимости от соотношения между параметрами

$$\alpha = \frac{m_1}{8m_2} \frac{1 - (m_1/m_2)V}{m_1/m - 1} \frac{V}{\varepsilon_0}, \quad \beta = \frac{1}{4} \frac{m_1 U}{m_2 \varepsilon_0} \quad (17)$$

возможна реализация пяти различных режимов изменения 2D-спектра электронов в магнитном поле ($\varepsilon_0 = 0,5m_1(Vd)^2$ — уровень в мелкой симметричной яме).

Фазовая диаграмма в переменных α , β для этих пяти областей представлена на рис. 2. Поведение системы в области 1 качественно такое же, как и в симметричном случае: 2D-состояния существуют при $B = 0$ и исчезают при условии $\omega_R(v + 1/2) > \Omega_c$, отвечающем обращению в нуль эффективного потенциала (11).

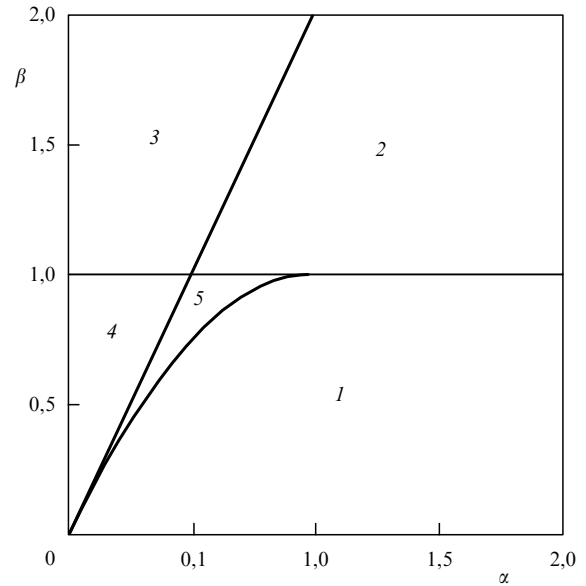


Рис. 2. Фазовая диаграмма в переменных α , β квантовой ямы с асимметричными барьерами в магнитном поле.

В области 2 в нулевом поле 2D-состояния отсутствуют и существуют в интервале

$$0 < y_+ \Omega_c < \omega_R \left(v + \frac{1}{2} \right) < \Omega_c, \\ y_{\pm} = 1 - \alpha \pm \sqrt{(1 - \alpha)^2 - 1 + \beta}.$$

Имеется аналогия со случаем, которому соответствует рис. 1б.

В области 3 2D-состояния Ландау отсутствуют при любых магнитных полях, что аналогично случаю $d < d_{c1}$ для кривой 1 на рис. 1. В области 4 на рис. 2 2D-состояния есть в интервале

$$0 < \omega_R \left(v + \frac{1}{2} \right) < y_- \Omega_c < \Omega_c.$$

Область существования здесь 2D-уровней Ландау может быть существенно уже, чем в симметричной структуре. На рисунке 1 этому соответствует кривая 2 при $d > d_{c2}$.

Весьма нетривиально поведение системы в области 5: 2D-уровни существуют в нулевом поле, исчезают с ростом поля при $\omega_R(v + 1/2) \geq \Omega_c y_-$, а затем вновь появляются в интервале $\Omega_c y_+ < \omega_R(v + 1/2) < \Omega_c$. Этот случай аналогичен случаю, показанному на рис. 1г.

Имеется существенное отличие в изменении степени заполнения с магнитным полем 2D-уровней Ландау по сравнению со случаем одинаковых масс в яме и барьерах. В последнем случае при $B = 0$ число 2D-состояний n_0 ,

лежащих ниже 3D-состояний, равно

$$n_0 = \frac{m}{\hbar^2 \pi} \varepsilon_0.$$

Включение магнитного поля ведет к формированию уровней Ландау с кратностью вырождения каждого уровня (с учетом спина)

$$n_L = \frac{m}{\pi \hbar} \omega_c.$$

Число уровней, лежащих ниже нулевой 3D-подзоны Ландау ($E_0 = \hbar \omega_c / 2$), равно $\nu = [\varepsilon_0 / \hbar \omega_0]$ и, следовательно, полное число состояний на этих уровнях

$$\frac{m}{\hbar \pi} \omega_c \left[\frac{\varepsilon_0}{\hbar \omega_c} \right] \leq n_0.$$

Таким образом, если полное число частиц $n < n_0$ (при $B = 0$ все они находились в области 2D-состояний), то при включении поля эта ситуация сохраняется, и все частицы являются двумерными. Иными словами, при увеличении поля 2D-уровни Ландау с номерами ν последовательно пересекают дно нулевой 3D-подзоны Ландау, но при условии $n < n_0$ к этому моменту всегда оказываются пустыми. 3D-подзона всегда оказывается пустой.

Ситуация в корне меняется при учете различия масс. Число 2D-состояний n_0 в нулевом поле, лежащих ниже минимума 3D-состояний, равно $n_0 = (m / \pi \hbar) \Omega(0)$, где $\Omega(0)$ — решение уравнения

$$\Omega(0) - \varepsilon_0 \left(\frac{\Omega(0)}{\Omega_0} \right) = 0.$$

В области 1 $\Omega_0 = \Omega_c$, а в областях 4 и 5 $\Omega_0 = \Omega_c y_-$. Пусть n_b^v — число 2D-состояний непосредственно перед пересечением ν -м 2D-уровнем нулевой 3D-подзоны, а n_a^v — соответствующее число сразу после пересечения, т.е.

$$n_b^v = \frac{m}{\hbar \pi} \omega_v (\nu + 1), \quad n_a^v = \frac{m}{\hbar \pi} \omega_v \nu$$

(ω_v соответствует полю при пересечении).

Можно показать на основе (13) и (14), что последовательности чисел n_b^v и n_a^v организованы следующим образом:

$$\begin{aligned} \dots > n_b^{v-1} > n_b^v > n_b^{v+1} > \dots > n_0, \quad \lim_{v \rightarrow \infty} n_b^v = n_0, \\ n_0 > \dots > n_a^{v+1} > n_a^v > n_a^{v-1} > \dots, \quad \lim_{v \rightarrow \infty} n_a^v = n_0. \end{aligned} \quad (18)$$

Таким образом, n_b^v сходится к n_0 сверху, а n_a^v — снизу, и для любого числа частиц $n < n_0$ всегда найдется такое число ν , что $n_a^{v+1} > n > n_a^v$. При этом начиная с номера ν 2D-уровни будут пересекать дно основной 3D-подзоны частично заполненными и опустошаться с формированием 3D-резервуара носителей. Этот резервуар вплоть до его истощения с ростом поля будет поддерживать следующий уровень полностью заполненным. Само же истощение резервуара произойдет раньше, чем уровень $\nu - 1$ дойдет до 3D-состояний. В результате происходит ступенчатое изменение заполнения 2D-уровней Ландау даже при фиксации числа частиц в системе, а не химического потенциала. Отметим, что экспериментально это проявится в уширении ступенек целочисленного квантового эффекта Холла, начиная с некоторого поля, зависящего от числа частиц в системе. Естественно, при

увеличении поля выше $B_c^{(0)}$ исчезнет последний 2D-уровень и квантовый эффект Холла станет невозможным.

В более сложных гетероструктурах возможны изменения их топологии при изменении продольного импульса, например переход от двухъямной структуры к двухбарьерной или от структуры "яма в яме" к структуре двух ям, разделенных барьером. Подобные же изменения топологии будут иметь место и при изменении магнитного поля. Поэтому следует ожидать новые явления при исследовании квантового эффекта Холла в таких гетероструктурах.

Возможность достижения 2D–3D-трансформации при сравнительно небольших продольных импульсах и магнитных полях существует не только для рассмотренных выше квантовых ям с сильно несимметричными барьерами. Для этого подходящими являются также симметричные гетероструктуры, в которых при малой разнице в положении краев зоны проводимости для электронов или валентной зоны для дырок имеется большая разница в ширине запрещенной зоны, а значит, и большая разница в эффективных массах. Первая ситуация реализуется, например, в гетероструктуре GaAs/GaN [2], а вторая — в InGaAs/AlGaAs [3].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Российской МНТП "Физика твердотельных наноструктур" и INTAS.

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Квантовая механика* (М.: Наука, 1974)
2. As D J et al. *Phys. Rev. B* **54** R11118 (1996)
3. Kavokin A V et al. *Phys. Rev. B* **54** R11076 (1996)

PASC numbers: 73.40.Gk, 73.40.Rw

Экспериментальное исследование зарядовых эффектов в сверхмалых туннельных переходах

В. А. Крупенин, С.В. Лотхов,
Ю.А. Пашкин, Д.Е. Преснов

1. Введение

На пути миниатюризации электронных компонентов современная технология добилась того, что стало возможным контролируемое изготовление устройств с характерными размерами элементов менее одной десятой доли микрометра. В таких устройствах могут наблюдаться яркие физические эффекты, определяющие новое направление современной физики, которое получило название "нанопизика". Составляющей частью нанопизики является одноэлектроника, исследующая эффекты, связанные с дискретным переносом заряда через структуры с малой собственной емкостью. Ортодоксальная теория одноэлектронного туннелирования, созданная для туннельных переходов [1], позднее была распространена и на другие структуры и к настоящему времени получила подтверждение в многочисленных экспериментах [2]. Интерес к изучению зарядовых эффектов связан с возможностью создания на их основе целого поколения принципиально новых устройств с рекордными характеристиками.