

ЭФФЕКТ ИНВЕРСИИ ЗОН ПРИГРАНИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В СВЕРХРЕШЕТКАХ НА БАЗЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A^{IV}B^{VI}$

В. Г. Канцер, И. А. Леляков, Н. М. Малкова

Институт прикладной физики Академии наук Молдовы, 277028, Кишинев, Молдова
(Получена 26.08.1991. Принята к печати 20.03.1992)

Изучен энергетический спектр приграничных электронных состояний в сверхрешетках, состоящих из полупроводниковых слоев материалов группы $A^{IV}B^{VI}$ с взаимноинвертированными зонами. Показано, что при выполнении условия $|E_{ga}|a = |E_{gb}|b$ (E_{ga}, b — щели в спектре исходных полупроводников, a и b — толщины слоев) энергетический спектр приграничных состояний является бесщелевым и совпадает со спектром отдельного гетероконтакта с инверсией зон, но в отличие от последнего является вырожденным по спину. Проведен расчет зависимостей ширины запрещенной зоны сверхрешеток от разности толщин слоев $\Delta d = b - a$ и разности абсолютных значений щелей спектра исходных полупроводников $\delta E_g = |E_{gb}| - |E_{ga}|$. Установлено, что изменение спектра в зависимости от этих параметров сопровождается эффектом инверсии зон приграничных состояний. На фазовой диаграмме с координатами δE_g и Δd построена линия, отделяющая область сверхрешеток с нормальным спектром от области сверхрешеток с инверсным спектром.

При исследовании электронного строения квантово-размерных структур (гетероконтактов, квантовых ям, сверхрешеток) на основе узкощелевых полупроводников наряду с традиционными вопросами о размерно-квантованных электронных состояниях в последние годы выявился новый аспект в данной проблематике, связанный с возможностью существования приграничных электронных состояний [1-3]. Такие состояния были предсказаны и изучены в так называемых гетероконтактах с инверсией зон [1, 2], т. е. в полупроводниковой структуре на основе контакта двух материалов с взаимно инвертированными зонами. Впоследствии было показано, что приграничные состояния могут существовать и в полупроводниковых гетероструктурах с нормальным расположением зон [4-7]. Только в этом случае область их существования ограничена конечным интервалом энергий и поперечного (вдоль слоя) импульса.

Из большого набора двумерных состояний, которые могут существовать на границе раздела гетероперехода полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ при сравнительно протяженной переходной области структуры, особо выделяются бесщелевые и невырожденные по спину приграничные состояния с линейным законом дисперсии. Строгое доказательство существования последних было получено в [1] с помощью методов суперсимметричной квантовой механики в рамках двухзонной схемы с эффективным гамильтонианом Дирака. Оказалось, что приграничные состояния с линейным спектром соответствуют нулевой моде суперсимметричного потенциала полупроводниковой структуры. При этом существенно, что эта группа бесщелевых приграничных электронных состояний не чувствительна к виду переходной области гетероконтакта в отличие от щелевых приграничных состояний, которые при устремлении размеров переходной области к нулю исчезают. В соответствии с этим естественным является то обстоятельство, что для данной группы приграничных состояний те же результаты получаются методом шивки огибающих волновой функции для гетероконтакта с резкой границей раздела.

Последний подход позволяет рассмотреть вопрос об эволюции приграничных состояний в квантовых ямах и сверхрешетках, для которых, за редким исключением так называемых суперсимметричных сверхрешеток [8], метод суперсимметричной квантовой механики неприменим.

Итак, предметом рассмотрения настоящей работы является изучение энергетического спектра приграничных электронных состояний сверхрешеток с инверсией зон, т. е. многослойных структур, составленных из полупроводников типа $A^{IV}B^{VI}$ с взаимноинвертированными зонами. В [8] методами суперсимметричной квантовой механики большей частью была изучена электронная структура так называемых статических суперсимметричных сверхрешеток этого класса. Для таких сверхрешеток было показано, что их энергетический спектр совпадает со спектром отдельного гетероконтакта с инверсией зон, т. е. является бесщелевым и имеет линейный закон дисперсии. Единственное различие состоит лишь в том, что спектр становится вырожденным по спину. Из группы суперсимметричных сверхрешеток в [8] были изучены лишь структуры с одинаковой толщиной слоев и одинаковыми по модулю щелевыми параметрами. Как будет показано далее, группа таких сверхрешеток с бесщелевым спектром намного шире, хотя при этом должны выполняться определенные условия на соотношения толщины слоев и щелевых параметров полупроводников, формирующих сверхрешетку. В контексте последнего естественным является вопрос о спектре сверхрешеток с инверсией зон в общем случае. Поскольку при определенных условиях их спектр является бесщелевым, можно ожидать, что, варьируя соотношения толщины или щелевых параметров, изменение энергетического спектра приграничных состояний будет сопровождаться эффектом инверсии зон.

Полупроводники группы $A^{IV}B^{VI}$ и их более сложные аналоги являются многодолинными, с энергетическими экстремумами, расположенными в точках L зоны Бриллюэна. Зоны проводимости и валентные зоны почти зеркальные, поэтому в рамках двухзонного подхода гамильтониан электронного спектра имеет вид эффективного гамильтониана Дирака для каждой долины в отдельности

$$\begin{pmatrix} \Delta(z) + V(z) - E & \hat{\sigma}_z \mathbf{p} \\ \hat{\sigma}_z \mathbf{p} & -\Delta(z) + V(z) - E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = 0, \quad (1)$$

где $\Delta(z) = E_g(z)/2$; $V(z)$ — потенциал, связанный с изменением работы выхода полупроводников; $\hat{\sigma} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ — матрицы Паули; $\mathbf{p} = -i(p_x \nabla_x, p_y \nabla_y, p_z \nabla_z)$; ось z направлена вдоль тригональной оси кристалла; $p_{\parallel, \perp}$ — параметры межзонного взаимодействия, которые в данных сверхрешетках можно считать не зависящими от состава; φ и χ — спиноры.

Поскольку возмущение не зависит от координат x и y , волновую функцию в этих направлениях можно представить плоской волной. С учетом этого перепишем (1) в виде

$$\begin{aligned} & \left[(V - E)^2 - \Delta^2 + k_{\perp}^2 p_{\perp}^2 - p_{\parallel}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \varphi(z) - i \hat{\sigma}_z p_{\parallel} \frac{\partial (V - \Delta)}{\partial z} \chi(z) = 0, \\ & -i \hat{\sigma}_z p_{\parallel} \frac{\partial (V + \Delta)}{\partial z} \varphi(z) + \left[(V - E)^2 - \Delta^2 + k_{\perp}^2 p_{\perp}^2 - p_{\parallel}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \chi(z) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$.

В случае сверхрешетки с резкими границами раздела между слоями $\Delta(z)$ и $V(z)$ можно задать соотношениями

$$\Delta(z) = E_{ga}/2 + \frac{1}{2}(E_{gb} - E_{ga}) \sum_n |\vartheta(z - (n+1)d) - \vartheta(z - bn)|,$$

$$V(z) = \varphi_0/2 + \varphi_0 \sum_n |\vartheta(z - (n+1)d) - \vartheta(z - bn)|, \quad (3)$$

где начало отсчета по оси z выбрано на одной из границ между чередующимися слоями, φ_0 — разность работ выхода, E_{ga}, b — энергетические щели одного (a) и другого (b) полупроводников, a и b — толщины слоев, $d = a + b$, n — целое число.

Принимая во внимание приграничный характер рассматриваемых электронных состояний, спиноры $\varphi(z)$ и $\chi(z)$ в каждой из областей a и b ищем в виде

$$\varphi(z) = \begin{cases} A_1 \exp(\kappa_a z) + D_1 \exp(-\kappa_a z), & b < z < a + b = d, \\ A_2 \exp(\kappa_b z) + D_2 \exp(-\kappa_b z), & 0 < z < b, \end{cases}$$

$$\chi(z) = \begin{cases} A'_1 \exp(\kappa_a z) + D'_1 \exp(-\kappa_a z), & b < z < a + b = d, \\ A'_2 \exp(\kappa_b z) + D'_2 \exp(-\kappa_b z), & 0 < z < b, \end{cases} \quad (4)$$

где $A_{1,2}, A'_{1,2}, D_{1,2}, D'_{1,2}$ — спинорные матрицы,

$$p_{\parallel}^2 \kappa_{a,b}^2 = \frac{E_{ga,b}^2}{4} + p_{\perp}^2 k_{\perp}^2 - (E \pm \frac{\varphi_0}{2})^2.$$

Условия шивки следуют из требования непрерывности волновой функции на границах раздела между слоями. При этом, как видно из (2), производные $\varphi(z)$ и $\chi(z)$ на границах раздела терпят разрыв. Интегрируя первое из уравнений (2) в малой окрестности точки $z = b$, получаем

$$\varphi(z) = \begin{cases} A_2 \exp(\kappa_b b) \left[\operatorname{ch} [(z-b)\kappa_a] + \frac{\kappa_b}{\kappa_a} \operatorname{sh} [(z-b)\kappa_a] \right] + \\ + D_2 \exp(-\kappa_b b) \left[\operatorname{ch} [(z-b)\kappa_a] - \frac{\kappa_b}{\kappa_a} \operatorname{sh} [(z-b)\kappa_a] \right] - \\ - i \hat{\sigma}_z \frac{(\Delta_2 - \varphi_0)}{\kappa_a p_{\parallel}} \chi(b) \operatorname{sh} [(z-b)\kappa_a], & b < z < d, \\ A_2 \exp(\kappa_b z) + D_2 \exp(-\kappa_b z), & 0 < z < b, \end{cases} \quad (5)$$

где $\Delta_2 = (E_{gb} - E_{ga})/2$.

Выполняя аналогичное интегрирование вблизи точки $z = d$ и учитывая бловский характер волновых функций [$\varphi(z+d) = e^{iqd}\varphi(z)$, q — волновой вектор сверхрешетки вдоль оси z], находим условия самосогласования

$$A_2 \left(1 + \frac{\kappa_b}{\kappa_a}\right) [\exp(\kappa_a a + \kappa_b b) - \exp(iqd)] + \\ + D_2 \left(1 - \frac{\kappa_b}{\kappa_a}\right) [\exp(\kappa_a a - \kappa_b b) - \exp(iqd)] - \\ - i \hat{\sigma}_z \frac{(\Delta_2 - \varphi_0)}{\kappa_a p_{\parallel}} [\exp(\kappa_a a) \chi(b) - \chi(d)] = 0, \quad (6)$$

$$A_2 \left(1 - \frac{\kappa_b}{\kappa_a}\right) [\exp(-\kappa_a a + \kappa_b b) - \exp(iqd)] + D_2 \left(1 + \frac{\kappa_b}{\kappa_a}\right) [\exp(-\kappa_a a - \kappa_b b) - \exp(iqd)] + i \hat{\sigma}_z \frac{(\Delta_2 - \varphi_0)}{\kappa_a p_{\parallel}} [\exp(-\kappa_a a) \chi(b) - \chi(d)] = 0. \quad (7)$$

Аналогичные уравнения для $\chi(z)$ и коэффициентов A'_2, D'_2 легко получить из (5)–(7), если заметить, что второе уравнение в (2) отличается от первого заменой $\Delta(z)$ на $-\Delta(z)$.

Теперь необходимо подставить в (6), (7) $\chi(b)$ и $\chi(d)$, выраженные, очевидно, через A'_2 и B' . Решая полученную систему относительно A_2 и D_2 , получаем

$$A_2 = \frac{\Delta_A}{\Delta}, \quad D_2 = \frac{\Delta_D}{\Delta}, \quad (8)$$

где

$$\Delta = \frac{4}{\kappa_a^2} \left\{ \exp(iqd) [(Q^2 - \kappa_a^2 - \kappa_b^2) \operatorname{sh}(\kappa_a a) \operatorname{sh}(\kappa_b b) + 2\kappa_a \kappa_b (\cos qd - \operatorname{ch}(\kappa_a a) \operatorname{ch}(\kappa_b b))] + Q^2 \frac{\kappa_b}{\kappa_a} \operatorname{sh}^2(\kappa_a a) \right\} \equiv \frac{4}{\kappa_a^2} D, \quad (9)$$

$$\Delta_A = 2i \hat{\sigma}_z \frac{(\Delta_2 - \varphi_0)}{\kappa_a p_{\parallel}} \operatorname{sh}(\kappa_a a) \left\{ A'_2 \operatorname{sh}(\kappa_a a) \left(\frac{\kappa_b^2}{\kappa_a^2} - 1 + \frac{Q^2}{\kappa_a^2} \right) + D'_2 \exp(-2\kappa_b b) \times \right. \\ \left. \times \left[\left(\frac{Q^2}{\kappa_a^2} - \frac{\kappa_b^2}{\kappa_a^2} - 1 \right) \operatorname{sh}(\kappa_a a) + 2 \frac{\kappa_b}{\kappa_a} (\operatorname{ch}(\kappa_a a) - \exp(\kappa_b b) \exp(iqd)) \right] \right\}, \quad (10)$$

$$\Delta_D = 2i \hat{\sigma}_z \frac{(\Delta_2 - \varphi_0)}{\kappa_a p_{\parallel}} \operatorname{sh}(\kappa_a a) \left\{ A'_2 \exp(2\kappa_b b) \left[\left(1 + \frac{\kappa_b^2}{\kappa_a^2} \frac{Q^2}{\kappa_a^2} \right) \operatorname{sh}(\kappa_a a) + \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \frac{\kappa_b}{\kappa_a} (\operatorname{ch}(\kappa_a a) - \exp(-\kappa_b b) \exp(iqd)) \right] + D'_2 \operatorname{sh}(\kappa_a a) \left(1 - \frac{\kappa_b^2}{\kappa_a^2} - \frac{Q^2}{\kappa_a^2} \right) \right\}, \quad (11)$$

где $Q^2 = (\Delta_2^2 - \psi_0^2) / p_{\parallel}^2$.

Решения для A'_2 и D'_2 получаются из (8)–(11) заменой Δ_2 на $-\Delta_2$. Подставляя теперь в (10) и (11) выражения для A'_2 и D'_2 , из (7) получаем

$$A_2 \left(D - Q^2 \frac{\kappa_b}{\kappa_a} \operatorname{sh}^2(\kappa_a a) \right) = 0, \quad D_2 \left(D - Q^2 \frac{\kappa_b}{\kappa_a} \operatorname{sh}^2(\kappa_a a) \right) = 0, \quad (12)$$

откуда следует дисперсионное уравнение для приграничных электронных состояний сверхрешетки

$$2\kappa \kappa_b \cos qd = (\kappa_a^2 + \kappa_b^2 - Q^2) \operatorname{sh}(\kappa_a a) \operatorname{sh}(\kappa_b b) + 2\kappa \kappa_b \operatorname{ch}(\kappa_a a) \operatorname{ch}(\kappa_b b). \quad (13)$$

Дисперсионное уравнение для определения спектра электронных состояний других долин (или при других ориентациях сверхрешетки) имеет вид (13) с заменой $p_{\parallel}^2 \kappa_{a,b}^2$ на $\beta^2 \kappa_{a,b}^2 = E_{g_{a,b}}^2 / 4 + p_1^2 k_x^2 + p_{\parallel}^2 p_1^2 k_y^2 / \beta^2 - (E \pm \varphi_0 / 2)^2$ и добавлением под знак \cos слагаемого αdk_y , [где $\beta^2 = p_1^2 \sin^2 \vartheta + p_{\parallel}^2 \cos^2 \vartheta$, $\alpha = (p_{\parallel}^2 - p_1^2) \sin 2\vartheta / 2\beta$, ϑ — угол между главной осью долины и осью структуры].

При $\kappa_a^2 > 0$ и $\kappa_b^2 > 0$ решения дисперсионного уравнения (13) определяют энергетический спектр приграничных электронных состояний сверхрешетки, а при $\kappa_a^2 < 0$ (либо $\kappa_b^2 < 0$) решения (13) описывают обычный минизонный спектр сверхрешетки, связанный с размерным квантованием [9]. Как было отмечено выше, в одиночном гетероконтакте приграничные электронные состояния могут появляться как в случае гетероструктуры с инверсией зон, так и при нормальном расположении зон. В последнем случае условия для их возникновения более жесткие. В соответствии с этим наше дальнейшее рассмотрение будет касаться лишь сверхрешеток с инверсией зон ($E_{ga} E_{gb} < 0$). Вопрос о приграничных состояниях в сверхрешетках с нормальным расположением зон будет рассмотрен в другой работе.

Решить аналитически дисперсионное уравнение (13) в общем случае невозможно. Вместе с тем есть один важный частный случай, допускающий аналитическое решение задачи. Действительно, из (13) легко заметить, что при $q = 0$ и

$$\kappa_a a = \kappa_b b \quad (14)$$

уравнение для определения энергетического спектра сверхрешетки сводится к

$$(\kappa_a + \kappa_b)^2 = Q^2. \quad (15)$$

Это уравнение отличается от дисперсионного уравнения для отдельного гетероконтакта [4] $\kappa_a + \kappa_b = -\mu Q$ — квантовое число спиральности квазичастицы, т. е. проекции спина на направление импульса) только тем, что имеются решения для обоих квантовых чисел спиральности, т. е. в сверхрешетке приграничные состояния вырождены. Однако в сверхрешетке из бесщелевого спектра приграничных состояний отдельного гетероконтакта с линейным законом дисперсии [4]

$$E = -\frac{\varphi_0}{2} \frac{\Delta_1}{\Delta_2} \pm p_1 k_1 \left(1 - \frac{\varphi_0^2}{\Delta_2^2}\right)^{1/2}, \quad (16)$$

[где $\Delta_1 = (E_{gb} + E_{ga})/2$] условие (14) выделяет только одну точку. Истинное выражение для закона дисперсии приграничных состояний можно найти только численно, и оно в сущности не сильно отличается от (16). Согласно (15), приграничные состояния в сверхрешетке, так же как и в отдельном гетероконтакте, появляются при $|\varphi_0| \ll |\Delta_2|$ и в общем случае существуют в ограниченном интервале энергий и поперечных импульсов [4, 10]. Для структур с инверсией зон интервал по импульсу охватывает и точку $k_1 = 0$.

После подстановки (16) в (14) при $k_1 = 0$ условие (14) переходит в

$$|E_{ga}| a = |E_{gb}| b, \quad (17)$$

которое является не чем иным, как условием суперсимметрии для потенциала сверхрешетки, когда существует решение задачи в виде нулевой моды [8]. Фиксируя два из параметров полупроводников, формирующих сверхрешетку (например, E_{ga} и a), и вводя вместо E_{gb} и b два новых параметра $\delta E_g = -|E_{gb}| - |E_{ga}|$ и $\Delta d = b - a$, условие (17) можно записать в виде

$$\delta E_g = -|E_{ga}| \left(1 - \frac{a}{a + \Delta d}\right). \quad (18)$$

Теперь если ввести фазовую диаграмму с координатами δE_g и Δd , то линия (18) на этой фазовой диаграмме (рис. 1) отражает класс статистических суперсимметричных сверхрешеток с бесщелевым спектром и почти линейным за-

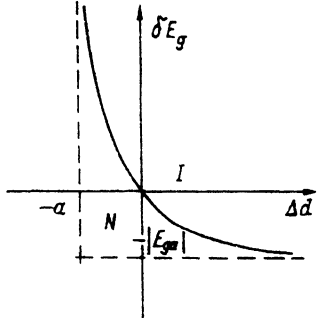


Рис. 1. Линия суперсимметричных сверхрешеток на базе полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ с бесщелевым спектром приграничных состояний на фазовой диаграмме $\delta E_g = |E_{gb}| - |E_{ga}|$ и $\Delta d = b - a$.

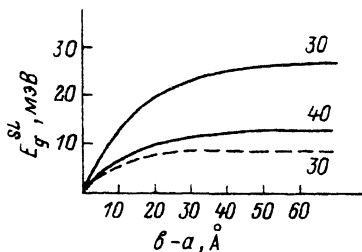


Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны сверхрешетки с инверсией зон от разности толщин слоев. Расчет проводился при $E_{gb} = -E_{ga} = 189$ мэВ (сплошные линии) и $E_{gb} = -E_{ga} = 360$ мэВ (штриховая). Цифры у кривых указывают на толщину слоя a .

коном дисперсии типа (16). Возникновение бесщелевого состояния в таких сверхрешетках связано с проявлением эффекта инверсии зон приграничных состояний в зависимости от разности толщин слоев Δd и разности абсолютных значений щелевых параметров δE_g . Как показывают численные расчеты, ширина запрещенной зоны приграничных состояний сверхрешетки E_g^{SL} приобретает конечные значения при невыполнении условия (18). На рис. 2 дана иллюстрация этих результатов в виде зависимостей величины щели в спектре сверхрешетки E_g^{SL} от разности толщины слоев Δd для случая $|E_{gb}| = |E_{ga}|$, т. е. $\delta E_g = 0$. Другой частный случай зависимостей E_g^{SL} от δE_g при одинаковых значениях толщины слоев $a = b$ показан на рис. 3. Как видно из этих рисунков, ширина запрещенной зоны сверхрешетки E_g^{SL} имеет конечную величину и увеличивается с ростом параметров Δd и δE_g .

В соответствии с проведенным анализом сверхрешетки с инверсией зон на основе полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ являются полупроводниковыми с энергетической щелью между верхней зоной приграничных состояний и нижней зоной. При этом, однако, знак щели E_g^{SL} из-за эффекта инверсии зон может быть положительным для одного заданного набора параметров полупроводников, формирующих сверхрешетку, и отрицательным для другого, а при выполнении условия (17) щелевой параметр E_g^{SL} обращается в нуль.

В объемных полупроводниках группы $A^{IV}B^{VI}$ электронный энергетический спектр считается нормальным с положительной величиной ширины запрещенной зоны, если волновая функция зонных электронов в окрестности экстремума для нижней (валентной) зоны является четной, а для верхней зоны проводимости — нечетной. При выполнении обратного соотношения для волновых функций зонный спектр полупроводника является инвертированным, и соответственно энергетический зазор в спектре имеет отрицательный знак. Сохраняя эту же классификацию электронных состояний для сверхрешеток и анализируя сверхрешеточные волновые функции (4), можно показать, что, когда $E_{gb} > 0$, $E_{ga} < 0$ и $|E_{ga}| \sim |E_{gb}|$, энергетические ветви приграничных состояний имеют нормальное расположение зон при $b < a$ и инверсное при $b > a$. В точке $b = a$ ($\Delta d = 0$) на фазовой диаграмме δE_g , Δd и $\delta E_g = 0$ происходит инверсия приграничных состояний. Аналогично, если $a \sim b$, то при $\delta E_g = |E_{gb}| - |E_{ga}| < 0$ спектр приграничных состояний нормальный, а при $\delta E_g > 0$ — инверсный. Итак, в соответствии с этим анализом при $E_{gb} > 0$, $E_{ga} < 0$ ниже линии (18) сверхрешеток с бесщелевым спектром на фазовой диаграмме δE_g , Δd зонный спектр

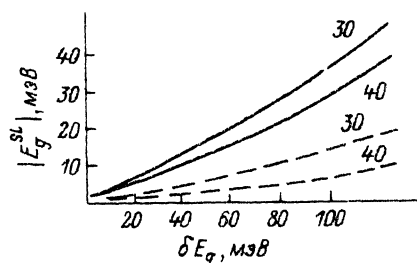


Рис. 3. Изменение ширины запрещенной зоны сверхрешетки с инверсией зон в зависимости от разности энергетических щелей полупроводников. Расчет проводился при $E_{ga} = -189$ мэВ (сплошные линии) и $E_{ga} = 360$ мэВ (штриховые линии). Цифры у кривых указывают на толщину слоев $a = b$.

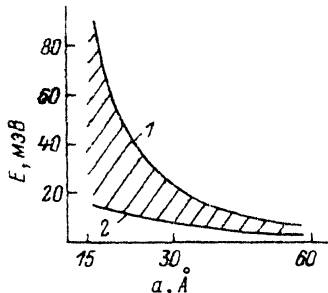


Рис. 4. Зависимость ширины зоны проводимости приграничных состояний при $k_{\perp} = 0$ от толщины слоев $a = b$ для сверхрешетки типа PbTe—SnTe со следующими параметрами исходных полупроводников: $E_{gb} = 0.19$ эВ, $E_{ga} = -0.10$ эВ, $\varphi_0 = 0$.

приграничных состояний сверхрешеток нормальный с $E_g^{SL} > 0$, а выше линии (18) — инверсный с $E_g^{SL} < 0$. На рис. 1 эти области обозначены соответственно буквами N и I .

До сих пор при анализе энергетического спектра сверхрешеток с инверсией зон мы касались в основном вопроса о нижнем крае зоны проводимости приграничных состояний и верхнем крае валентной зоны при нулевом значении поперечного волнового вектора k_{\perp} . Вопрос об эволюции спектра при конечных значениях k_{\perp} требует отдельного рассмотрения. То же самое касается и вопроса о зонных параметрах приграничных состояний при ненулевых значениях продольного волнового вектора q . Из последнего круга вопросов остановимся лишь на вопросе об изменении в зависимости от толщины слоев верхнего края зоны проводимости, т. е. как изменяется ширина зоны проводимости (соответственно и валентной зоны) в зависимости от толщины слоев. На рис. 4 представлены результаты такого расчета при $k_{\perp} = 0$ для сверхрешетки типа PbTe—SnTe с параметрами полупроводников $E_{gb} = 0.19$, $E_{ga} = -0.10$ эВ, $\varphi_0 = 0$, $a = b$.

Как видно из рис. 4, ширина зоны проводимости приграничных состояний при $k_{\perp} = 0$, так же как и ширины минизон размерно-квантованных состояний [9], очень быстро уменьшается с ростом толщины слоев. При этом быстрое уменьшение ширины разрешенной зоны связано главным образом с быстрым уменьшением энергии верхнего края зоны проводимости.

В заключение отметим, что полученные в работе результаты, касающиеся инверсии зонного спектра сверхрешеток на основе полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ в зависимости от соотношения толщины слоев и абсолютных значений щелевых параметров исходных полупроводников, находятся в качественном согласии с экспериментальными данными работы [11]. Однако при этом следует отметить, что вопрос о приграничных электронных состояниях в квантово-размерных структурах на базе узкощелевых полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ с экспериментальной точки зрения еще до конца не выяснен. Авторы надеются, что полученные результаты будут хорошим стимулом для подключения новых групп экспериментаторов к изучению сверхрешеток с инверсией зон.

Авторы выражают благодарность Б. А. Волкову и Д. В. Гицу за обсуждение отдельных результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Б. А. Волков, О. А. Панкратов. Письма ЖЭТФ, 45, 145 (1985).
 [2] Р. А. Сурис. ФТП, 20, 2008 (1986).

- [3] V. Korenman, H. D. Drew. Phys. Rev. B, **35**, 6446 (1987).
- [4] Д. В. Гицу, В. Г. Канцер, И. А. Лемяков. Препринт ИПФ АН МССР, Кишинев (1988)
- [5] М. В. Кисин. ФТП, **23**, 292 (1989).
- [6] О. Э. Райчев. ФТП, **23**, 1226 (1989).
- [7] В. Г. Канцер, Н. М. Малкова. Письма ЖЭТФ, **54**, 388 (1991).
- [8] Б. А. Волков, Ю. В. Караганчу. ФТТ, **32**, 2746 (1990).
- [9] М. Херман. Полупроводниковые сверхрешетки, 241. М. (1989).
- [10] O. A. Pankratov, S. V. Pakhomov, B. A. Volkov. Sol. St. Commun., **61**, 93 (1987).
- [11] M. A. Tamor, U. Holloway, L. C. Davis. Superlatt a. Microstruct., **4**, 493 (1988).

Редактор В. В. Чалдышев
