

УДК 537.311.322

©1994

СВЕРХРЕШЕТКИ GaAs/AlGaAs С КОНЕЧНЫМ ЧИСЛОМ ПЕРИОДОВ И ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

М.М.Врубель, В.М.Борздов

Рассмотрены особенности влияния электрического поля на сверхрешетку с конечным числом слоев. Рассматриваются регулярная сверхрешетка и сверхрешетки с несколькими «дефектными» квантовыми ямами. Обнаруживается, что присутствие локализованных состояний приводит к перераспределению плотностей локализации и вносит новые черты в зависимости энергий от напряженности электрического поля для всех состояний сверхструктуры.

Как известно, в полупроводниковых сверхрешетках возможны состояния, локализованные в одном из измерений. Такие состояния возникают из-за нарушения периодичности сверхструктуры при сохранении однородности в плоскости слоев. Свойства локализованных электронных состояний исследовались в ряде работ, например [1-3]. Мы рассмотрим особенности влияния локализованных состояний на свойства остальных электронных состояний ограниченной сверхструктуры как в отсутствие, так и в присутствии электрического поля. В качестве дефектов, локализующих электронное состояние, будем рассматривать квантовые ямы, ширина которых отличается от толщины соответствующих слоев сверхструктуры.

1. Влияние электрического поля на сверхрешетки с конечным числом слоев

Будем рассматривать сверхрешетку с достаточно тонкими и невысокими барьерами. Такая сверхструктура характеризуется сильным взаимным влиянием состояний различных квантовых ям, именно это взаимное влияние нас в данном случае интересует. Построим точные решения одномерного уравнения Шредингера в стационарном электрическом поле. Такой подход при исследовании влияния электрического поля на сверхструктуры использовался, например, в [4,5] (см. также приведенные в [5] ссылки).

Будем решать уравнение Шредингера

$$-\frac{\hbar^2 d^2 \Psi(z)}{2m_J dz^2} - (E - |e|Sz - V_j)\Psi(z) = 0, \quad (1)$$

где $\Psi(z)$ — волновая функция, m_J и V_J — эффективная масса и потенциал в j -м слое, e — заряд, E — энергия электрона, S — напряженность электрического поля.

Будем рассматривать сверхрешетку, составленную из N ям и $N - 1$ прямоугольного барьера, расположенную симметрично относительно точки $z = 0$ (b — ширина барьера, a — ширина ямы, $d = 1 + b$, длина всей структуры $L = Nd - b$). Потенциал в барьерных слоях и для области $|z| > L/2$ равен V_B , в слоях между барьерами $V_A = 0$. Будем решать задачу для сверхрешетки GaAs/Al_xGa_{1-x}As с $x = 0.35$, тогда $m_A = 0.067m_0$, $m_B = (0.067 + 0.083x)m_0$, $V_B = 0.944x \text{ eV}$ [2]. Электрическое поле приложено только в области сверхрешетки. Разрешенная мини-зона такой структуры состоит из N уровней.

Вид решения уравнения Шредингера в стационарном электрическом поле для каждого из слоев сверхрешетки известен. Это линейная комбинация функций Эйри [6].

$$\Psi_J(z) = a_J \text{Ai}(Z) + b_J \text{Bi}(Z), \quad (2)$$

$$Z = - (2m_J / (e\hbar S^2))^{1/3} (E - |e|Sz - V_J).$$

Мы будем исследовать только область дискретного спектра, следовательно, решения уравнения Шредингера для $|z| > L/2$ экспоненциально затухают при $|z| \rightarrow \infty$

$$\Psi(z) = \begin{cases} c_- \exp(k_- z), & z < -L/2, \\ c_+ \exp(-k_+ z), & z > L/2, \end{cases} \quad (3)$$

$$k_{\mp} = (2m_B(V_B \mp |e|SL/2 - E)/\hbar^2)^{1/2}.$$

На границах слоев выполняются условия

$$\Psi_A(z) = \Psi_B(z), \quad 1/m_A d\Psi_A(z)/dz = 1/m_B d\Psi_B(z)/dz.$$

Подставляя в эти условия конкретный вид $\Psi(z)$ (2), составляем систему из $4N$ уравнений, линейную и однородную относительно $4N$ переменных: коэффициентов a_J и b_J ($j = I, \dots, 2N - 1$), c_- , c_+ . Система будет совместной только тогда, когда ее определитель будет равен нулю. Последнее условие позволяет найти собственные значения энергии для разных значений напряженности в различных сверхрешетках. Результаты численного исследования точных решений (1) для сверхструктуры с $a = 50 \text{ \AA}$, $b = 25 \text{ \AA}$, $N = 9$ приведены на рис. 1. Во всех остальных примерах значения a и b выбираются такими же для всех слоев, кроме «дефектных» квантовых ям.

В свойствах полученных зависимостей $E(S)$ в исследуемой области значений S проявляются черты, присущие квантоворазмерному сдвигу Штарка: энергия уровня дна мини-зоны убывает, а вершины мини-зоны — растет с ростом S по закону, близкому к квадратичному. Энергия центрального уровня, как и следовало ожидать, мало меняется с ростом S . Для уровней, не являющихся центральными и граничными, в области малых значений S энергия E тоже практически не меняется — изменения составляют десятые доли meV . Для масштаба рис. 1, a это остается незаметным, но в действительности эти малые изменения энергии ΔE для состояний нижней половины мини-зоны противоположны изменению энергии уровня дна мини-зоны, а ΔE для

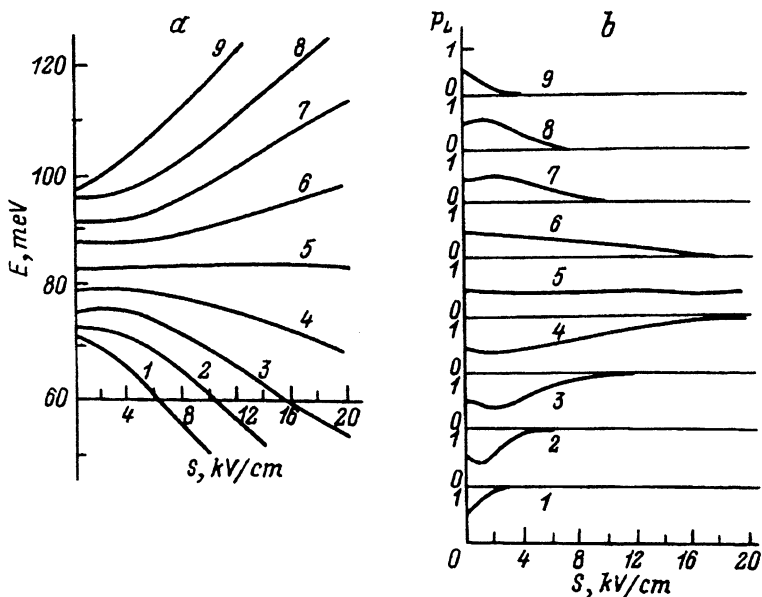


Рис. 1. Зависимости энергии E от напряженности электрического поля S для сверхструктуры, составленной из 9 квантовых ям (а). Зависимости величины p_L от напряженности электрического поля S для той же сверхструктуры (б). Уровни пронумерованы в порядке возрастания энергии.

состояний верхней половины мини-зоны противоположны изменению энергии уровня вершины мини-зоны. Области слабых изменений E в зависимостях $E(S)$ тем шире, чем ближе расположен уровень к центру мини-зоны.

Рис. 1, б поясняет особенности перераспределения плотностей локализации $|\Psi(z)|^2$ под действием электрического поля. Мы ввели величину p_L — отношение вероятности того, что частица находится в левой половине сверхструктуры ($-L/2 < z < 0$), к вероятности того, что частица находится внутри сверхструктуры ($-L/2 < z < L/2$)

$$p_L = \frac{\int_{-L/2}^0 |\Psi(z)|^2 dz}{\int_{-L/2}^{L/2} |\Psi(z)|^2 dz}. \quad (4)$$

В отсутствие электрического поля $p_L = 1/2$ для всех состояний мини-зоны. Для уровней, не являющихся граничными и центральными в мини-зоне, на зависимостях $p_{LI}(S)$ для $i \neq 1, N, (N+1)/2$ могут быть выделены два участка — убывающий и возрастающий. С ростом электрического поля ($S > 0$) значения p_{LI} ($i \neq 1$) для состояний нижней половины мини-зоны убывают, проходят через минимум и потом возрастают. Для верхней половины мини-зоны изменения p_{LI} проходят в противоположном направлении. При дальнейшем увеличении S в сверхструктуре формируется лестница Штарка и состояния верхней половины мини-зоны локализируются в правой половине сверхструктуры ($p_L \rightarrow 0$), а состояния нижней половины мини-зоны — в левой ($p_L \rightarrow 1$).

2. Сверхрешетки с локализованными электронными состояниями в электрическом поле

Присутствие локализованного состояния проявляется не только в отщеплении от мини-зоны примесного уровня, но и в перестройке самой мини-зоны: мини-зона расщепляется на области разрешенных и запрещенных энергий.

На рис. 2, *a, b* приведены зависимости $E(S)$ для сверхструктуры, отличающейся от той (энергетический спектр которой исследовался в предыдущем разделе) большей шириной центральной (5-й) ямы. В отсутствие электрического поля энергетические уровни выстраиваются следующим образом: отщепляется локализованный электронный уровень у дна мини-зоны (рис. 2, *a, b* — 1), уровни внутри мини-зоны разделяются на 4 пары (рис. 2, *a, b* — 2 и 3, 4 и 5 и т.д.). Отметим, что в этом случае центральная «дефектная» яма делит рассматриваемую сверхструктуру на две области, каждая из которых включает в себя 4 квантовых ямы. На рис. 2, *c* приведены зависимости для сверхструктуры, включающей в себя 8 квантовых ям, из которых 3-я и 8-я уже остальных. В отсутствие электрического поля в энергетическом спектре этой сверхструктуры легко выделить два примесных уровня (7,8), расположенных над вершиной мини-зоны, и две группы уровней (1-3) и (4-6), объединенных по три («дефектные» квантовые ямы разделили рассматриваемую сверхструктуру на три области, каждая из которых включает в себя по две квантовые ямы). В области слабого электрического поля зависимости $E(S)$ внутри каждой из новых пар (рис. 2, *a, b*) или троек (рис. 2, *c*) приобретают черты, присущие мини-зоне в це-

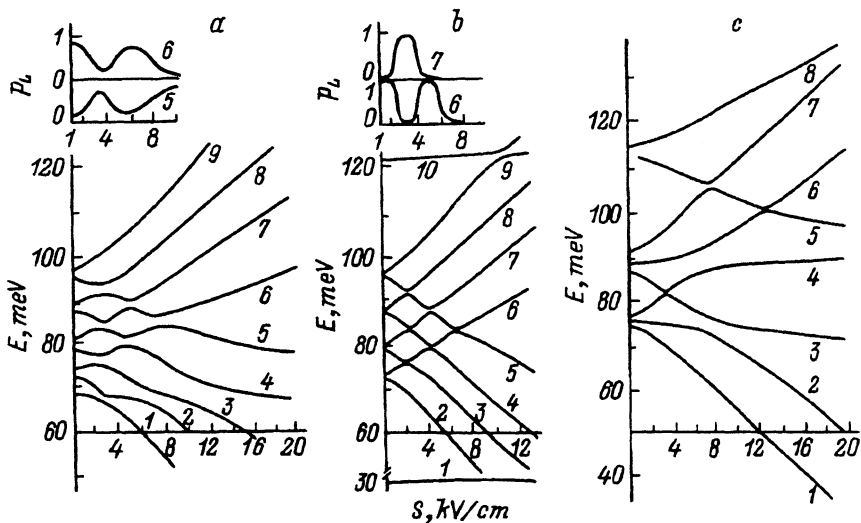


Рис. 2.

a — зависимости энергии E от напряженности электрического поля S для сверхструктуры, составленной из 9 квантовых ям. Центральная квантовая яма (5-я) шире остальных, ее ширина составляет 1.1*a* (*a*) и 2.1*a* для (*b*). Здесь же для сравнения приведены зависимости $P_L(S)$ для двух пар уровней. *c* — зависимости энергии E от напряженности электрического поля S для сверхструктуры, составленной из 8 квантовых ям. 3-я и 8-я квантовые ямы уже остальных, их ширина составляет 0.8*a*.

лом (рис. 1): энергия верхнего уровня группы растет, а нижнего уровня убывает с ростом поля, и т.д. При этом уровни соседствующих групп антикроссируют, наблюдаются своеобразные осцилляции зависимостей $E(S)$ и $p_L(S)$. С дальнейшим увеличением напряженности электрического поля выстраивается лестница Штарка.

3. Перераспределение плотностей вероятности под влиянием «дефектных» слоев

В этом разделе мы хотим обратить внимание на два следующих эффекта. Во-первых, вытеснение из «дефектных» квантовых ям плотностей вероятности всех состояний, кроме состояний, локализованных в этих квантовых ямах. Во-вторых, разделение состояний в пространстве сверхструктуры, в некотором смысле подобное формированию запирающего слоя в n - p -переходе в присутствии «дефектных» квантовых ям. Для всех примеров настоящего раздела $S = 0$.

Обратимся к рис. 3. На рис. 3,а представлены плотности вероятности для сверхструктуры, энергетический спектр которой изображен на рис. 2,с. Плотности вероятности состояний 7 и 8 локализованы в основном в 3-й и 6-й квантовых ямах. Нижние состояния «троек» (1,4) локализованы в основном в центральной области сверхструктуры, средние в «тройках» состояния (2,5) — в краевых областях. Но для всех состояний 1-6 плотности вероятности из квантовых ям 3 и 6 вытеснены или почти вытеснены.

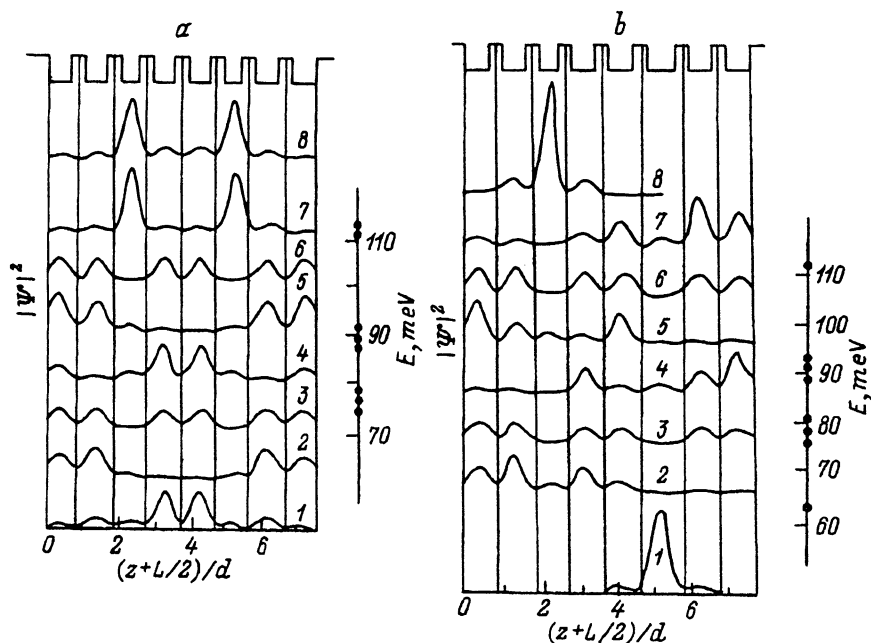


Рис. 3. Плотности вероятности $|\Psi(z)|^2$, нормированные на вероятность нахождения частицы внутри сверхструктуры, для сверхструктур, составленных из 8 квантовых ям.

а — 3-я и 6-я квантовые ямы уже остальных, их ширина составляет 0.8; б — 3-я квантовая яма уже, а 6-я — шире остальных, их ширина составляет соответственно 0.8а и 1.2а. На оси E точками отмечены уровни энергий.

Будем рассматривать сверхструктуру, составленную из восьми квантовых ям, причем квантовая яма 3 уже, а квантовая яма 6 — шире остальных. Энергия состояния, локализованного в 3-й яме, находится над вершиной мини-зоны, а энергия состояния, локализованного в 6-й яме, — под дном мини-зоны. Оставшиеся 6 состояний разбиваются на две группы по три (рис. 3, b , ось E). Нижние уровни «троек» ($2, 5$) оказываются преимущественно локализованными слева, а верхние уровни «троек» ($4, 7$) — справа (рис. 3, b). Плотности вероятности состояний $2-7$ вытеснены из «дефектных» ям. Если приписывать состояниям дна мини-зоны электронные, а состояниям вершины мини-зоны — дырочные свойства и заметить подобие между акцепторными и донорными примесями, с одной стороны, и состояниями зауженных и уширенных квантовых ям, с другой стороны, станет ясна аналогия такой структуры с $n-p$ -переходом.

Рассмотренные примеры позволяют сделать следующие выводы.

Присутствие локализованных состояний существенно изменяет свойства остальных состояний сверхрешетки. В электрическом поле это проявляется в антикроссинге уровней и смешивании состояний внутри мини-зоны. Присутствие в сверхструктуре дефектов приводит к пространственному разделению плотностей локализации состояний.

Список литературы

- [1] Гашимадзе Н.Ф., Ивченко Е.Л., Кособукин В.А. // ФТП. 1989. Т. 23. № 5. С. 839-844.
- [2] Ohno H., Mendez E.E., Brum J.A., Hong J.M., Agullo-Rueda F., Chang L.L., Esaki L. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. N 21. P. 2555-2558.
- [3] Agullo-Rueda F., Mendez E.E., Ohno H., Hong J.M. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 2. P. 1470-1473.
- [4] Hutchings D.S. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 11. P. 1082-1084.
- [5] Ivanov S.V., Kop'ev P.S., Shubina T.V., Toropov A.A. // Sem. Sci. Tech. 1993. V. 8. P. 357-363.
- [6] Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М.Абрамовица и И.А.Стигуна. М.: Наука, 1979. 832 с.

Белорусский государственный университет
Минск

Поступило в Редакцию
18 января 1994 г.
В окончательной редакции
25 апреля 1994 г.