

УДК 537.311.322

©1994

О ЗОННОЙ СТРУКТУРЕ НОВОГО ВАРИАНТА СВЕРХРЕШЕТОК ФИБОНАЧЧИ

А. Н. Король

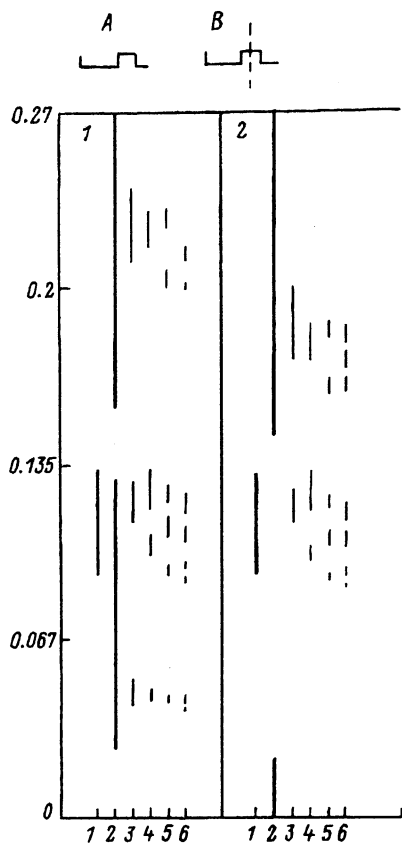
Методом трансферных матриц рассчитываются туннельные спектры нового варианта сверхрешеток Фибоначчи, который, как показано, можно получить легированием глубокими примесями потенциальных барьеров периодической сверхрешетки по квазипериодическому закону (Фибоначчи). Изменяя параметры глубоких центров, можно варьировать энергетические спектры изучаемых сверхрешеток в широких пределах.

Как известно, квазипериодические сверхрешетки характеризуются необычными физическими свойствами, такими как самоподобие, канторова природа энергетического спектра и др. (см., например, обзор [1]). Поскольку, с одной стороны, такие сверхрешетки изучены далеко не достаточно, а с другой — современная технология позволяет производить новые различные типы квазипериодических сверхрешеток, интерес к ним постоянно растет. В данной работе мы рассматриваем новый вариант сверхрешеток Фибоначчи (наиболее исследованных к настоящему времени), который как, показано ниже, может быть получен δ -легированием глубокими центрами периодических сверхрешеток по квазипериодическому закону (закону Фибоначчи). В данной работе методом трансферных матриц мы рассчитываем и анализируем туннельные спектры (т.е. зависимости коэффициента прохождения электронов через сверхрешетки T от их энергии E) указанного варианта сверхрешеток Фибоначчи. Интервалы энергий, для которых $T \approx 1$ или $T = 1$, т.е. резонансных (или разрешенных) энергий, образуют зонную структуру исследуемых сверхрешеток.

Рассмотрим сверхрешетку, созданную последовательностью прямоугольных потенциальных барьеров высотой V , шириной B , расположенных вдоль направленной слева направо оси OX . Решетка составлена из комбинации элементов А и В (см. рисунок), отличающихся тем, что в потенциальных барьерах элементов В находятся примеси, обозначенные штриховой линией, в то время как в элементах А примесей нет. Решетка конструируется таким образом, что последующие секвенции Фибоначчи соотносятся как

$$S_0 = S_{l-1}S_{l-2},$$

где l — номер секвенции, $S_1 = \{A\}$, $S_2 = \{AB\}$. Например, для пятой генерации имеем $S_5 = \{ABAABABA\}$. Слева на сверхрешетку падает



Энергетические спектры шести начальных генераций Фибоначчи для сверхрешеток с глубокими центрами в потенциальных барьерах элементов В.

$\beta_1 = -0.05$ (1), $\beta_2 = -0.07$ а.е. (2), $V = 0.271$ эВ, $m_b = 0.096m_0$, $m_w = 0.067m_0$, $b = 30$ Å, $w = 40$ Å. Примеси расположены посередине барьеров.

поток электронов с энергией E . Потенциалы рассеивающих центров будем моделировать δ -функцией

$$U(x) = \Omega\delta(x - x_j),$$

где Ω — сила рассеивателя, x_j — координата примесного центра. Собственные состояния внутри потенциальных барьеров элементов В описываются уравнением

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - \kappa^2\right)\psi(x) = \rho\delta(x - x_j)\psi(x), \quad (1)$$

где

$$\kappa^2 = 2m_b(V - E), \quad \beta = 2m_b\Omega, \quad \hbar = e = m_0 = 1,$$

m_0 — масса свободного электрона, m_b — эффективная масса электрона в барьере. Для элементов А правая часть уравнения (1) равна нулю. Состояния в квантовых ямах описываются уравнением

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2\right)\psi(x) = 0, \quad (2)$$

в котором $k^2 = 2m_w E$. Решения (1), (2) даются в виде

$$\psi_p = A_p e^{ik_p x} + B_p e^{-ik_p x}, \quad (3)$$

причем $k_p = -ik_p$ внутри барьеров, значения волновых чисел с той же энергией в разных квантовых ямах одинаковы. То же (независимо от ям) относится и к барьерам. Положим, что $A_1 = 1$, а коэффициент B_p с наибольшим индексом равен нулю; что соответствует отсутствию отраженной волны за последним барьером. В качестве граничных условий используем непрерывность волновых функций и их производных на границах барьер-яма (заметим, что с целью получить более точные результаты для многих гетероструктур, в том числе для GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs, следует использовать условие непрерывности на границах величины $(1/m)(d\psi/dx)$ [2]).

В результате имеем систему уравнений для A_p, B_p , которая решается с помощью метода трансферных матриц. Матрица, переносящая решение через границы раздела барьер-яма, есть (n — номер границы)

$$R_n = \frac{1}{2k_n} \begin{pmatrix} (k_n + k_{n+1})e^{i(-k_n + k_{n+1})x_n} & (k_n - k_{n+1})e^{i(-k_n - k_{n+1})x_n} \\ (k_n - k_{n+1})e^{i(k_n + k_{n+1})x_n} & (k_n + k_{n+1})e^{i(k_n - k_{n+1})x_n} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

а матрица, переносящая решение через примесные центры, имеет вид [3]

$$M_j = \frac{1}{2\kappa} \begin{pmatrix} 2\kappa - \beta & -\beta e^{-2\kappa x_j} \\ \beta e^{2\kappa x_j} & 2\kappa + \beta \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Коэффициент трансмиссии электрона через сверхрешетку равен

$$T(E) = \left| \left(\prod_{n=1}^r R'_n \right)_{11} \right|^{-2}, \quad (6)$$

где r — число границ раздела барьер-яма, для n четных $R' = R_{2s}$, для нечетных n элементов $R'_n = R_{2s-1}M_s$, $s = 1, 2, 3, \dots$

Представленные в данной работе расчеты произведены для одной из наиболее часто используемых сверхрешеток на основе структуры GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs с параметрами: $x = 0.3$, $V = 0.271$ eV, $m_b = 0.096m_0$, $m_w = 0.067m_0$, $b = 30$ Å, ширина квантовых ям $w = 40$ Å, примесные плоскости расположены посередине барьеров. На рисунке изображены энергетические диаграммы для шести начальных генераций Фибоначчи, линии и точки дают значения резонансных энергий в туннельных спектрах. При анализе полученных спектров отметим следующее.

Известно, что рассеиватели, размещенные в каждом потенциальном барьере строго периодической сверхрешетки, оказывают существенное влияние на ее энергетическую структуру [4], что объясняется их сильным взаимодействием с резонансами квантовых ям и между собой. Это взаимодействие при определенных параметрах приводит к возникновению дополнительной — «барьерной» — разрешенной мини-зоны энергий, связанной именно с примесными состояниями, а также к сильному расширению и смещению мини-зон, существующих в сверхрешетке без рассеивателей вплоть до их «выталкивания» в подбарьерную или надбарьерную область. В сверхрешетках, рассматриваемых в данной работе, рассеиватели выполняют еще одну важную функцию, а именно образуют квазипериодическую модуляцию потенциала структуры. В результате наблюдаются туннельные спектры, харак-

тер зависимости которых от параметров задачи довольно сложный. Расчеты показывают, что количество минизон резонансных энергий, их ширина и расположение сильно зависят от силы рассеивателей β . Конкретизируем особенности туннельных спектров, обусловленные наличием рассеивателей в рассматриваемых сверхрешетках.

1) Наличие глубоких центров приводит к расщеплению разрешенных зон в последующих генерациях, начиная с третьей, по правилам сверхрешеток Фибоначчи, при этом в каждой генерации образуется одна дополнительная зона. В частности, в том случае, когда первая генерация содержит одну зону, а вторая — две (см. рисунок), количество разрешенных зон в N -й секвенции ($N \geq 3$) равно

$$z_N = F_N + 1,$$

где $F_N = F_{N-2} + F_{N-1}$ — число Фибоначчи, соответствующее N -й секвенции, $F_1 = F_2 = 1$.

2) В соответствии с известными закономерностями сверхрешеток спектров Фибоначчи наблюдается расширение запрещенных зон в каждой последующей генерации (за исключением начальных).

3) На определенном участке спектров имеет место сосредоточение разрешенных энергий, причем существуют энергии, для которых резонансы наблюдаются в каждой генерации Фибоначчи.

4) Ширины разрешенных зон зависят от силы рассеивателей β , причем начиная с некоторого β_k (в приведенном случае $\beta_k \approx -0.065$ а.е.) наблюдается сужение зон во всех генерациях.

5) С ростом (уменьшением) β разрешенные зоны смещаются в сторону меньших (больших) энергий, так что крайние зоны могут выйти из интервала $[0, V]$ полностью либо частично (см. секвенции 2 на рисунке начиная со второй). Зависимость, указанная в п. 4), 5), является весьма сильной.

6) При некоторых значениях параметров может осуществляться перекрытие зон в определенных генерациях Фибоначчи, которое снимается в других генерациях.

Таким образом, в данной работе показано, что легирование потенциальных барьеров периодической сверхрешетки глубокими примесями по квазипериодическому закону приводит к созданию нового варианта сверхрешеток Фибоначчи. Зонная структура исследуемых сверхрешеток сильно зависит от параметров рассеивающих центров.

Список литературы

- [1] Merlin R. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. V. 24. N 8. P. 1791-1798.
- [2] Beltram F., Capasso F. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 3580-3585.
- [3] Лифшиц И.М., Кирпиченков В.Я. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 989-1014.
- [4] Bastard G. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. P. 7584-7589.

Киевский технологический институт
пищевой промышленности

Поступило в Редакцию
25 октября 1993 г.
В окончательной редакции
1 февраля 1994 г.