

ТУННЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК ФИБОНАЧЧИ
С ПРИМЕСЯМИ В ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ БАРЬЕРАХ

А. Н. КОРОЛЬ

Украинский государственный университет пищевых технологий
(252650 Киса 17, УСП, ул. П. 'шОимирски», 6Н)

УДК537_Лі,t22

,<, (

Методом **трансфертах** матриц рассчитывается коэффициент
; **туннельном трансмисси** электрона через сверхрешетку (СО
Фибоначчи. Последнюю, как показано, можно образовать леги-
рованием периодической СР глубокими примесями. Лнализиру-
| ется **зависимость ,и1ергетических** спектров рассматриваемой
1 структуры **от параметров рассеивающих** центров.

Ввиду интересных физических свойств СР Фибонач-
чи, а также перспектив их использования в при-
ложениях исследованию этих полупроводниковых
структур посвящено немало работ (см., например,
|1 |). В то же время электронные свойства СР Фи-
боначчи изучены недостаточно (особенно экспери-

Q, I

$\epsilon, \Delta B$

$a, 267$

$O, /33$



Туннельные спектры пяти начальных секвенций Фибоначчи для СР с параметрами гетероструктуры 81 – БЮ, значения других параметров указаны в тексте

ментально). В данной работе мы предлагаем рассмотреть такой вариант СР Фибоначчи, который является удобным и относительно простым как для теоретического, так и для экспериментального исследования. Квазипериодическая модуляция в этом варианте образуется легированием глубокими примесями барьеров периодической СР по квазипериодическому закону Фибоначчи. Технология такого легирования хорошо известна [2].

Рассмотрим СР, построенную из одномерной последовательности расположенных вдоль оси ОХ прямоугольных потенциальных барьеров шириной $c!$ и высотой V . СР составлена из комбинаций двух элементов A и B , отличающихся тем, что в потенциальных барьерах элементов B находятся примеси. Считается, что в барьерах может находиться по одной "примесной плоскости глубоких уровней" (ППГУ) [13,41]. Решетка конструируется согласно инфляционному правилу Фибоначчи: $A \rightarrow AB, B \rightarrow A$. Потенциал рассеивающих центров моделируется s -функцией с силой ϵ . Если на СР падает поток электронов с эффективной массой zn (которую будем считать независимой от x , подобрав для расчета соответствующую гетероструктуру), то электронные состояния внутри барьеров описываются уравнением

$$\psi'(x) = (3\delta(x - x_0) - \epsilon) \psi(x) \quad (1)$$

СДХ

где $\epsilon^2 = 2m(V - E), \beta = 2zn \epsilon^2, K - e = \tau_0 = 1$.

Для рассматриваемой СР с помощью метода трансферных матриц можно рассчитать коэффициент туннельной трансмиссии электронов по формуле

$$T(E) = \prod_{i=1}^p K_i$$

где p – число гетерограниц, для p четных нечетных p элементов B $|M_n, x = 1, 2, 3, \dots, Y$ – матрица переноса решения через гетерограницы, M – матрица переноса решения через ППГУ. Разрешенные энергетические зоны относятся к тем интервалам энергий, в которых $T \sim 1$.

В данной работе рассчитаны энергетические спектры для структуры – для которой $V = 0,4$ эВ, $zn = 0,2$, ширина квантовых ям $c! = 100$ ат.ед., толщина барьеров равна 60 ат.ед., $\beta = -0,1$ ат. ед. Внимание акцентируется на зависимости спектров от параметров рассеивающих центров. Результаты вычислений представлены, в частности, на рисунке, откуда следует, что под влиянием рассеивателей образуется зонная картина, типичная для СР Фибоначчи (значения параметров указаны выше, ППГУ находятся посередине барьеров). Однако число разрешенных зон в рассматриваемых СР определяется в N -й генерации правилом

$$n +$$

где $P_n = F_{2n} + F_n$ – число Фибоначчи, соответствующее n -й секвенции, $F_n = 2 + 1, n$ – число разрешенных зон в первой секвенции. Отметим, что на определенном участке спектров наблюдается сосредоточение разрешенных энергий, причем существуют энергии, для которых резонансы имеются в каждой генерации Фибоначчи. Спектры состоят из трех групп зон; центральная группа расположена вблизи резонансов изолированного элемента AB , и общая ширина зон, относящихся к этой группе, больше, чем для других групп. Анализируя зависимость спектров от силы потенциала β , отметим два основных обстоятельства. При малых значениях $|\beta|$ наблюдается расширение всех зон с ростом $1/31$; начиная же с некоторого значения $1/31$, зоны сужаются. С уменьшением (ростом) $|\beta|$ разрешенные зоны смещаются в сторону больших (меньших) энергий, так что крайние зоны могут полностью либо частично выйти из интервала $[0, K]$ указанные зависимости являются весьма сильными. Спектры зависят также от положения ППГУ внутри барьеров. При смещении ППГУ от середины наблюдается сужение разрешенных зон во всех генерациях. Происходит также сдвиг зон, причем верхняя группа

зон смещается в сторону больших энергий, а нижняя – в сторону меньших; центральная группа зон смещается слабее, чем крайние.

1. *Merlin K.* // IEEE J. Quam. Electron. – 1988. – 24. – P. 1791.
2. *Ijlmursson H.P.* // Superlatt. Microstruc. – 1985. – 1. – P. 379.
3. *licltram F., CupussoF.* // Phys. Rev. B. – 1988. – 38. – P. 3580.
4. *AnenaullC.J., Meunier M.* // J. Appt. Phys. – 1989. – 66. – P. 4305.

Одержано 16.02.95

ТУНЕЛЬНІ СПЕКТРИ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ НАДГРАТОК ФІІІОНАЧЧІ З ДОМІШКАМИ У ПОТЕНЦІАЛЬНИХ БАР'ЄРАХ

А. М. Король

Р е з ю м е

Методом трансферних матриць розраховується коефіцієнт тунельної трансмісії електрона крізь супергратку Фібоначчі. Останню, як

показано, можна утворити легуванням періодичної надгратки глибокими домішками. Аналізується залежність енергетичних спектрів розглядуваної структури під параметрів розсіюючих центрів.

TUNNEL SPECTRA OF SEMICONDUCTOR FIBONACCI SUPERLATTICES WITH IMPURITIES IN THE POTENTIAL BARRIERS

A. N. Korol

S u m m a r y

The rate of tunnelling transmission of an electron across the Fibonacci superlattice is evaluated using the transfer matrix technique. The superlattice can be created by doping a periodical superlattice with deep-layering impurities. The dependence of the energetic spectra of the structure considered on the parameters of the scattering centers is analyzed.