

ЗОННАЯ СТРУКТУРА ПИЛООБРАЗНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

А.Н. Лобаев, А.П. Силин

УДК 539.21

Построена зонная структура пилообразной сверхрешетки. Получен закон дисперсии электронов и дырок для нижних энергетических минизон. Рассмотрено влияние периода и высоты потенциального барьера на число и ширину энергетических минизон.

В последнее время полупроводниковые сверхрешетки привлекают большое внимание своими оптическими, электрическими и транспортными свойствами [1,2]. Впервые идея о создании сверхрешеток была высказана в работе [3].

Сверхрешетки представляют собой твердотельные структуры, в которых на электроны, помимо периодического потенциала кристаллической решетки, действует дополнительный потенциал с периодом, значительно превышающим постоянную решетки. Наличие такого потенциала существенно изменяет электронный энергетический спектр системы, вследствие чего сверхрешетки приобретают ряд характерных свойств, отсутствующих у однородных материалов.

В работе [4] сообщалось о переходных поляризационных явлениях в пилообразных сверхрешетках р-типа. Пилообразные сверхрешетки образованы из $Al_x Ga_{1-x} As$, у которого x линейно изменяется от нуля в начале периода сверхрешетки до некоторой величины x_0 в конце периода, а затем резко падает вновь до нуля. В работе [4] $x_0 = 0,2$. Подобное изменение приводит к периодическому линейному изменению энергетической щели. Пилообразные сверхрешетки могут использоваться для регистрации коротких световых импульсов [4].

В этой работе мы рассчитаем структуру минизон таких сверхрешеток, построим закон дисперсии электронов и дырок для нижних энергетических минизон и рассмотрим влияние периода и высоты потенциального барьера сверхрешетки на число и ширину энергетических минизон.

Движение носителей тока в пилообразной сверхрешетке в приближении эффективных масс для полупроводников с изотропными и невырожденными энергетическими зонами описывается уравнением Шредингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_a} \nabla^2 + V_a(z) \right] \varphi_a(r) = E_a \varphi_a(r), \quad \text{где} \quad (1)$$

$$V_a(z) = F_a(z - dk); \quad kd < z < (k+1)d; \quad k = 0, \pm 1, \pm 2; \quad (2)$$

m_a ($a = e, h$) – эффективная масса электрона (дырки); d – период сверхрешетки; $F_a z$ – высота потенциального барьера в зоне проводимости (валентной зоне). Известно /5/, что $F_h/F_e = 3/17$.

Следует отметить, что в уравнении (1) пренебрегли небольшим изменением эффективной массы носителей тока в зависимости от z .

Простым разделением переменных уравнение (1) сводится к одномерному уравнению Шредингера, описывающему движение электронов (дырок) вдоль оси z в потенциале $V_a(z)$:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_a} \frac{d^2}{dz^2} + V_a(z) \right] \Psi_a(z) = E_{za} \Psi_a(z). \quad (3)$$

Здесь $E_{za} = E_a - \hbar^2 p_{\perp}^2 / 2m_a$; $\hbar^2 p_{\perp}^2 / 2m_a$ – энергия свободного движения носителей тока в плоскости, перпендикулярной оси сверхрешетки.

Так как потенциал $V_a(z)$ (2) периодичен, то и волновая функция $\Psi_a(z)$ также периодична с периодом d :

$$\Psi_a(z - d) = e^{-ikd} \Psi_a(z),$$

где $-\pi/d \leq k \leq \pi/d$. Уравнение (3) легко обезразмерить, используя единицы

$$y = \frac{z}{a_a}, \quad \epsilon_a = \frac{E_{za} 2m_a a_a^2}{\hbar^2}; \quad a_a = \left(\frac{\hbar^2}{2m_a F_a} \right)^{1/3}, \quad \delta_a = \frac{d}{a_a}, \quad \text{в которых (3)}$$

примет следующий вид:

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} - (y - \delta_a l) \right] \Psi_a(y) = \epsilon_a \Psi_a(y); \quad l \delta_a \leq y \leq (l+1) \delta_a, \quad l = 0, \pm 1.$$

Необходимо заметить, что для пилообразной сверхрешетки, рассмотренной в /4/, δ_e и δ_h (для тяжелых дырок) примерно одинаковы ($\delta_e = 11,0$; $\delta_h = 11,5$).

Уравнение для определения структуры минизон пилообразной сверхрешетки имеет вид:

$$\cos kd = \frac{\pi}{2} [Ai(-\epsilon) Vi'(\delta - \epsilon) - Vi(\delta - \epsilon) Ai'(-\epsilon) + Ai(\delta - \epsilon) Vi'(-\epsilon) - Ai(\delta - \epsilon) Vi(-\epsilon)]. \quad (4)$$

Здесь $Ai(x)$, $Vi(x)$ – функции Эйри /6/. Для $\delta \leq 1$, согласно (4), имеется всего одна минизона с законом дисперсии $\epsilon_i(k) = \delta/2 + (2/\delta^2)(1 - \cos kd)$.

При $\delta < \delta_c$ ($\delta_c = 3,0$) в пилообразной сверхрешетке также имеется всего одна минizona, ширина которой $\Delta_1 = 0,821$, а дно $\epsilon_1 = 1,155$ для $\delta = 2$. Закон дисперсии носителей тока в этой минизоне описывается формулой:

$$\epsilon_1(k) = \epsilon_1 + \frac{\Delta_1}{2} (1 - \cos kd).$$

Т а б л и ц а 1

Ширина нижней минизоны пилообразной сверхрешетки

δ	2	3	4	5	6	7	8
Δ	0,821	0,739	0,212	0,045	0,007	0,001	< 0,001

Т а б л и ц а 2

Число минизон N, положение дна минизон ϵ_k и их ширина Δ_k для различных значений δ

δ	N	k	1	2	3	4	5	6	7	8	9
			ϵ_k	Δ_k	ϵ_k	Δ_k	ϵ_k	Δ_k	ϵ_k	Δ_k	ϵ_k
5	3	ϵ_k	1,839	3,387	4,485						
		Δ_k	0,045	0,463	0,511						
6,5	4	ϵ_k	1,992	3,621	4,908	6,065					
		Δ_k	0,003	0,056	0,357	0,427					
10	7	ϵ_k	2,008	3,749	5,168	6,416	7,526	8,501	9,363		
		Δ_k	< 0,001	< 0,001	0,002	0,011	0,095	0,275	0,462		
11,5	8	ϵ_k	2,031	3,775	5,198	6,454	7,598	8,649	9,605	10,487	
		Δ_k	< 0,001	< 0,001	< 0,001	0,001	0,006	0,036	0,148	0,471	
20	18	ϵ_k	2,106	3,857	5,286	6,549	7,703	8,779	9,793	11,682	12
		Δ_k	меньше 0,001								

С ростом δ ширина минизоны Δ экспоненциально убывает (табл. 1), а ϵ_1 стремится к нижнему уровню электрона (дырки) в бесконечно глубокой треугольной яме (т.е. к значению 2,34, которое соответствует первому корню уравнения $A_1(-a) = 0/6/$).

При $\delta \gg 1$ число энергетических минизон в пилообразной сверхрешетке N возрастает при увеличении δ (табл. 2), а ширина нижних ($\epsilon \ll \delta$) минизон экспоненциально уменьшается. Таким образом, спектр носителей тока в нижних минизонах пилообразной сверхрешетки анизотропен и является практически двумерным.

Для пилообразной сверхрешетки r -типа, рассмотренной в /4/, оценки энергии Ферми двумерного дырочного газа указывают на возможность заполнения всех дырочных минизон. В этом случае движение дырок становится почти свободным, что подтверждает сделанное в /4/ предположение о том, что в пилообразных сверхрешетках потенциал не влияет на движение дырок.

Авторы благодарны Л.В. Келдышу за обсуждение результатов.

Поступила в редакцию 4 сентября 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шик А.Я. ФТП, 28, 1841 (1974).
2. D ö h l e r G.H. Phys. Scripta, 24, 430 (1981).
3. Келдыш Л.В. ФТТ, 4, 2265 (1962).
4. S a r a s s o F. et al. Phys. Rev. Lett., 51, 2318 (1983).
5. Ху Z.Y., К r e i s m a n i s V.G., T a n g C.L. Appl. Phys. Lett., 43, 415 (1983).
6. А б р а м о в и ч М., С т и г а н И. Справочник по специальным функциям, М., Наука, 1979.