Известия НАН Армении, Физика, т.38, №4, с.211-221 (2003)

УДК 539.2

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ЭЛЕКТРОНА В БЕСКОНЕЧНОМ ОДНОМЕРНОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А.Ж. ХАЧАТРЯН, Д.М. СЕДРАКЯН

Государственный инженерный университет Армении

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 июля 2002 г.)

Исследован энергетический спектр электрона в одномерной бесконечной периодической цепочке, состоящей из прямоугольных барьеров (модель Кронига–Пенни). Изучено поведение энергетических зон в зависимости от величины потенциала прямоугольных барьеров при фиксированном значении их ширины, а также в зависимости от ширины барьеров при фиксированном значении потенциала. Показано, что в общем случае для надбарьерных зон эти зависимости не являются монотонными функциями. Проведено исследование свойств симметрии волновых функций электрона, соответствующих краям зон, внутри элементарной ячейки периодического потенциала.

1. Введение

В связи со все возрастающими техническими возможностями по созданию низкоразмерных систем с наперед заданными структурными и композиционными характеристиками, задача всестороннего исследования физических свойств узких слоев и малых объемов в последнее время приобрела исключительно важное значение. Наряду с этим, неоднородные, пространственно ограниченные и слоистые системы привлекают к себе большое внимание в связи с широкими возможностями их практического применения [1-6]. Хорошо известно, что физические свойства упомянутых выше систем во многом определяются структурой их энергетического спектра для различных элементарных возбуждений. Так, свойства электропроводности и оптического поглощения в основном определяются электронным энергетическим спектром.

Одним из часто встречающихся и хорошо изученных спектров является электронный спектр для одномерного уравнения Шредингера с периодическим и бесконечным с обеих сторон потенциалом. Изучение свойств движения электрона в периодическом поле началось очень давно. Хорошо известно, что до сих пор одномерная модель Кронига–

Пенни служит основой для "грубого" описания спектра в зонной теории кристаллического твердого тела. Такой потенциал позволяет модулировать потенциальную энергию электрона в сверхрешетке, получающейся последовательным чередованием двух или нескольких полупроводниковых слоев вдоль некоторого направления. Получаемый таким образом периодический потенциал существенно меняет электронный спектр электрона по сравнению с исходными материалами, придавая ему минизонный характер.

В настоящей работе исследуется зонная структура спектра электрона для потенциала Кронига–Пенни в зависимости от величины потенциала и ширины прямоугольных барьеров. На наш взгляд, такая постановка задачи имеет как физический, так и практический интерес. Это в первую очередь связано с возможностями создания чередующих друг друга потенциальных барьеров и ям, параметры которых (глубина ямы, ширина барьера и т.д.) могут быть варьированы в достаточно широком диапазоне, а также с необходимостью прогнозирования структур с наперед заданными спектральными характеристиками.

2. Спектр потенциала Кронига–Пенни

Рассмотрим движение электрона в бесконечном с обеих сторон периодическом поле из прямоугольных потенциалов

$$\left(-\frac{d^2}{dx^2}+u(x)\right)\psi(x)=\varepsilon\psi(x), \qquad (1)$$

$$u(x)=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}u\theta(x-(na-a/2-d/2))\theta((na-a/2+d/2)-x), \qquad (2)$$

где $u(x)=2mU(x)/\hbar^2$, $\varepsilon=2mE/\hbar^2$, а $U(x)$ и E являются потенциальной и полной энергиями электрона, соответственно. В (2) параметр a является периодом потенциала, u, d есть высота и ширина прямоугольных барьеров ($d\le a$). Заметим, что согласно (2) начало координат совпадает с центром прямоугольной ямы.

Как известно, в периодическом во всем пространстве поле энергетический спектр состояний электрона имеет зонный характер, а собственные функции являются функциями Блоха. Спектр состояний для рассматриваемого потенциала (2) также хорошо известен и определяется из условия выполнения следующего неравенства [7]:

$$|\cos\beta a|\le 1, \qquad \cos\beta a=\cos qd\cos kb-\frac{k^2+q^2}{2kq}\sin qd\sin kb. \qquad (3)$$

В (3) введены обозначения $b=a-d$ (ширина ям), $k^2=\varepsilon$, $q^2=(\varepsilon-u)$. Для фиксированных значений параметров потенциала u, d, a те значения энергии электрона ε, для которых выполняется неравенство (3), принадлежат разрешенной зоне, в противном случае они относятся к запрещенной зоне.

Энергетический спектр, соответствующий потенциалу Кронига–Пенни (3), содержит в себе, в качестве предельных случаев, два известных спектра: спектр электрона для прямоугольной ямы конечной глубины и спектр для бесконечно глубокой ямы. Согласно (3), уравнения, определяющие границы энергетических зон, будут выглядеть следующим образом:

$$\cos qd \cos kb - \frac{k^2 + q^2}{2qk} \sin qd \sin kb = 1, \qquad (4)$$

$$\cos qd \cos kb - \frac{k^2 + q^2}{2qk} \sin qd \sin kb = -1, \qquad (5)$$

Запишем уравнения (4) и (5) через половинные углы $qd/2$ и $kb/2$. Тогда будем иметь

$$\mathrm{tg}^2 (qd/2) + \mathrm{tg}^2 (kb/2) + \frac{k^2 + q^2}{kq} \mathrm{tg}(qd/2) \mathrm{tg}(kb/2) = 0, \qquad (6)$$

$$\mathrm{tg}^2 (qd/2) + \mathrm{ctg}^2 (kb/2) - \frac{k^2 + q^2}{kq} \mathrm{tg}(qd/2) \mathrm{ctg}(kb/2) = 0. \qquad (7)$$

Рассматривая полученные уравнения (6), (7) как квадратные уравнения относительно $\mathrm{tg}(kb/2)$, получим, что каждое уравнение эквивалентно двум уравнениям

$$\mathrm{tg}(kb/2) = -\frac{q}{k} \mathrm{tg}(qd/2), \qquad \mathrm{tg}(kb/2) = -\frac{k}{q} \mathrm{tg}(qd/2), \qquad (8)$$

$$\mathrm{tg}(kb/2) = \frac{q}{k} \mathrm{ctg}(qd/2), \qquad \mathrm{tg}(kb/2) = \frac{k}{q} \mathrm{ctg}(qd/2). \qquad (9)$$

Уравнения (8), (9) определяют границы запрещенных зон в надбарьерной области энергий. Уравнения, определяющие границы зон, находящихся в подбарьерной области энергий, получаются из (8), (9) путем аналитического продолжения $q = i\gamma = i\sqrt{u - \varepsilon}$:

$$\mathrm{tg}(kb/2) = \frac{\gamma}{k} \mathrm{th}(\gamma d/2), \qquad \mathrm{tg}(kb/2) = -\frac{k}{\gamma} \mathrm{th}(\gamma d/2), \qquad (10)$$

$$\mathrm{tg}(kb/2) = \frac{\gamma}{k} \mathrm{cth}(\gamma d/2), \qquad \mathrm{tg}(kb/2) = -\frac{k}{\gamma} \mathrm{cth}(\gamma d/2). \qquad (11)$$

Рассмотрим теперь подбарьерную зону $(\varepsilon < u)$, когда барьеры, разделяющие потенциальные ямы, имеют большую ширину d, так что может быть принято $\gamma d >> 1$. Подставляя для данного случая $\text{th}\{\gamma d/2\} \approx \text{cth}\{\gamma d/2\} \approx 1$, легко увидеть, что уравнения (10) и (11) переходят в уравнения, определяющие энергетический спектр состояний электрона с симметричными и асимметричными волновыми функциями в отдельной яме конечной глубины u, имеющей ширину b:

$$\text{tg}\{kb/2\} = \gamma / k \quad \text{и} \quad \text{tg}\{kb/2\} = -k/\gamma . \tag{12}$$

Энергетический спектр бесконечно глубокой ямы получается из (3) в предельном случае $\varepsilon << u$, когда значения энергий уровней, реализующихся внутри ямы, много меньше высоты потенциального барьера. Данный случай, как и случай ямы конечной глубины, предполагает подстановку $k = i\gamma = i\sqrt{u-\varepsilon}$, с последующей заменой $\text{ch}\{\gamma d\}$, $\text{sh}\{\gamma d\}$ на $\exp\{\gamma d\}$ и предельным переходом $\exp\{-\gamma d\} \to 0$:

$$\sin\{kb\} = 0 \quad \text{и} \quad kb = n\pi . \tag{13}$$

Таким образом, можно утверждать, что по мере увеличения высоты барьеров разрешенные зоны бесконечного с обеих сторон потенциала Кронига–Пенни (3) обращаются в уровни, которые соответствуют уровням энергии электрона внутри бесконечно глубокой ямы. При увеличении ширины барьера подбарьерные зоны стягиваются в уровни со значениями энергий, соответствующими спектру электрона внутри прямоугольной ямы конечной глубины. Заметим также, что для $U = 0$, а также для $d = 0$ $(a = b)$ $\cos\beta = \cos\{ka\}$. Из этого, в частности, следует, что n-тая разрешенная зона как при увеличении высоты барьеров, так и при увеличении их ширины образуется из состояний свободного движения электрона со значениями энергий $\hbar^2(n-1)^2/(2ma^2) < E < \hbar^2 n^2/(2ma^2)$.

3. Поведение энергетических зон в зависимости от параметров периодического потенциала

Приступим теперь к рассмотрению поведения зон в зависимости от параметров периодического потенциала. На рис.1 приведены положения энергетических зон в зависимости от величины потенциала барьера (ud^2) для шести различных значений отношения толщины барьера к ширине ямы (d/b). Как видно из рисунка, при увеличении значения ud^2 все зоны стремятся обратиться в уровни, причем чем ниже номер зоны, тем меньшие значения ud^2 требуются для ее окончательного перехода в уровень. Приведенные графики фактически описывают трансформацию спектра потенциала Кронига–Пенни в спектр электрона для отдельной потенциальной ямы.

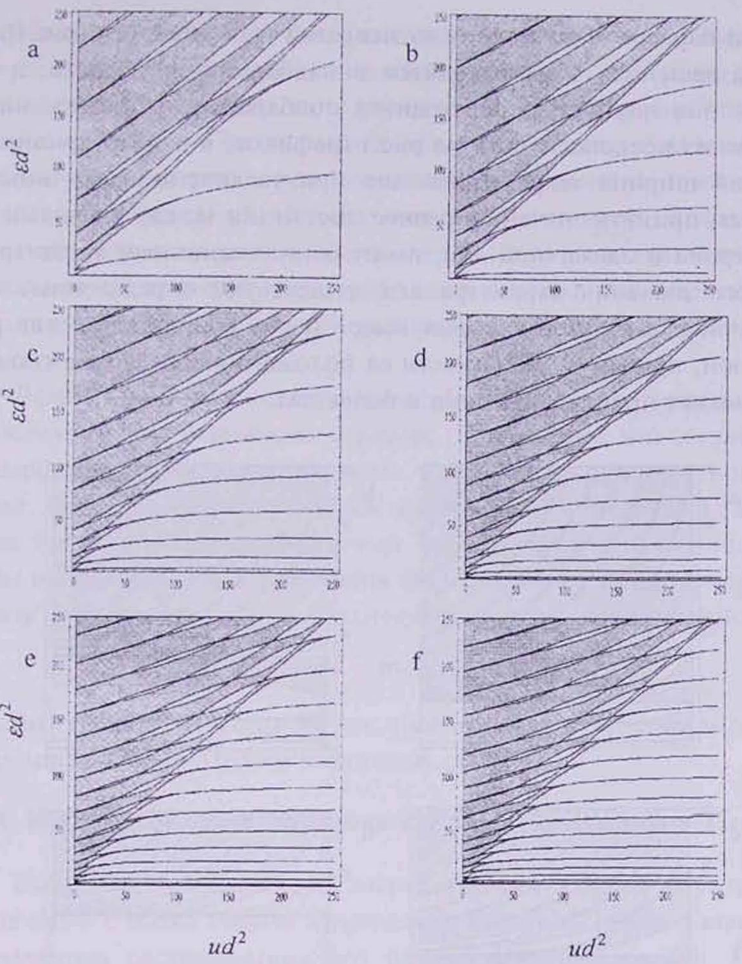

Рис.1. Положения разрешенных зон (затемненные области) в зависимости от величины ud^2 для шести различных значений параметра $b/d = 0.5$ (a); 1(b); 15(c); 2(d); 25(e); 3(f).

Из рассмотренных на рис.1 случаев также следует, что чем больше ширина потенциальной ямы по сравнению с толщиной барьеров, тем быстрее происходит переход зон в уровни. Так, при $b/d = 0.5$ (см. рис.1b), когда ширина барьеров вдвое больше толщины ям, при $ud^2 = 250$ вплоть до значений энергий $\varepsilon d^2 = 250$ имеются три уровня и пять разрешенных зон, образовавшихся из первых трех разрешенных зон. Для $b/d = 3$ (см. рис.1f) при $ud^2 = 250$ вплоть до значений энергий $\varepsilon d^2 = 250$ имеются четырнадцать сформировавшихся уровней и шесть разрешенных зон. Такое поведение зон легко понять, если вспомнить, что чем шире яма, тем реализующиеся в ней уровни обладают меньшими значениями энергий. Как видно из графиков, представленных на рисунке, в зависимости от значения переменной ud^2 положение разрешенной зоны может оказаться как ниже, так и выше величины потенциального барьера. Так, вплоть до значений $ud^2 = 89.2$ (см. рис.1b) четвертая разрешенная зона находится в надбарьерной области, а выше $ud^2 = 95.4$ она полностью переходит в подбарьерную область энергий. Как видно из представленных на рис.1 графиков, в надбарьерной области энергий ширина запрещенных зон при увеличении величины ud^2, прежде чем принять значение, равное дистанции между уровнями энергий электрона в одиночной яме, имеет осцилляционный характер. Так, для любого значения параметра b/d существуют определенные значения величины ud^2, при которых имеет место соприкосновение разрешенных зон, причем в зависимости от положения зон данное соприкосновение может происходить один и более раз.

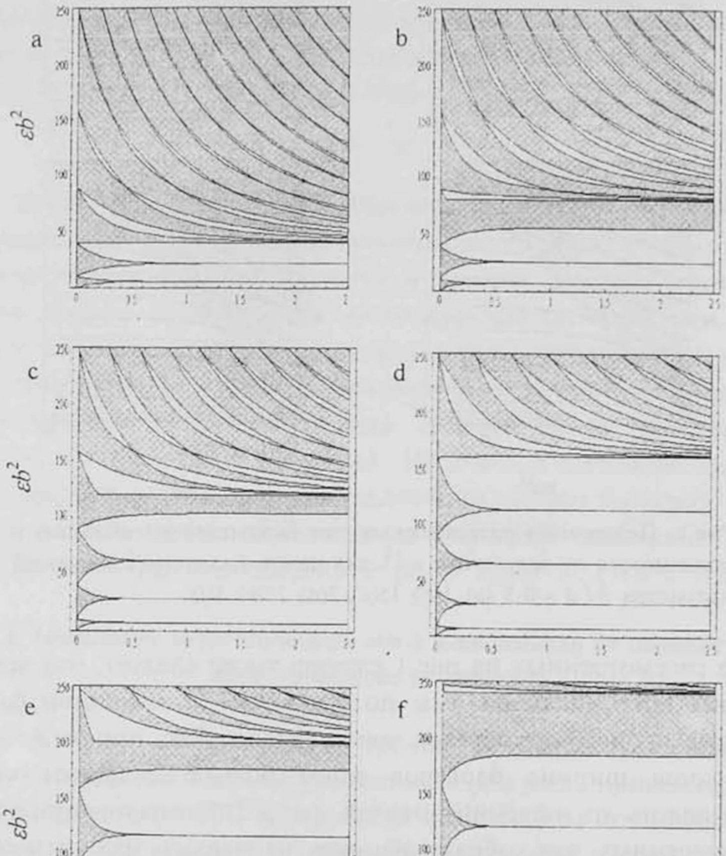

Рис.2. Положения разрешенных зон (затемненные области) в зависимости от d/b для шести различных значений параметра $ub^2 = 40$ (a); 80(b); 120(c); 160(d); 200(e); 240(f).

На рис.2 приведены положения разрешенных зон в зависимости от d/b для шести различных значений параметра ub^2. Как видно из представленных графиков, при увеличении толщины потенциального барьера подбарьерные разрешенные зоны однозначно сужаются в уровни. Здесь, как и на рис.1, при определенных значениях параметров потенциала в надбарьерной области энергий имеет место эффект соприкосновения разрешенных зон. Зависимость ширины и положений разрешенных зон от ширины прямоугольного барьера для периодического потенциала Кронига–Пенни при различных значениях периода рассматривалась в работах [1,8].

Эффект соприкосновения разрешенных зон для тяжелых дырочных состояний был установлен в работе [1]. Тот факт, что соприкосновение разрешенных зон должно иметь место также для электронных состояний, может быть аналитически установлен из уравнений (8), (9). Равенство нулю ширины запрещенной зоны означает, что одновременно должны выполняться оба уравнения (8) и (9). Легко увидеть, что это может быть лишь тогда, когда выполняются следующие два равенства:

$$kb = \pi n_1 \quad \text{и} \quad qd = \pi n_2\,, \quad (n_1, n_2 = 1, 2, \cdots)\,. \tag{14}$$

Равенства (14) есть ничто иное, как требование выполнения условий интерферометра Фабри–Перо в различных слоях.

4. Волновая функция электрона для потенциала Кронига–Пенни

Выше мы рассмотрели энергетический спектр электрона для бесконечного с обеих сторон потенциала Кронига–Пенни в зависимости от параметров составляющих его прямоугольных барьеров. Ниже мы исследуем свойства волновой функции электрона для рассматриваемого потенциала.

Из общей теории движения электрона в периодическом поле известно, что волновая функция электрона на краю разрешенной зоны с точностью до произвольной комплексной константы является реальной функцией. Вследствие этого поток тока для этих состояний равен нулю. Так как рассматриваемый нами потенциал симметричен $(V(x) = V(-x))$, то волновые функции краев зон должны быть или симметричными, или антисимметричными относительно центра координат функциями. Вместе с тем, имеет смысл исследовать свойства симметрии волновых функций в пределе элементарной ячейки периодического потенциала по отношению к центру ямы и центру барьера. Ряд свойств симметрии блоховских состояний, полученных в данном параграфе, имеет место также для периодического бипараболического потенциала [9].

Обозначим через $x_n = a(n-1) + a/2$ координату середины n-ого прямоугольного барьера. Тогда решение уравнения Шредингера внутри ям, расположенных левее и правее от n-ого барьера, может рассматриваться в следующем виде:

$$A_{n-1}\exp\{ikx\}+B_{n-1}\exp\{-ikx\}, \quad \text{когда} \quad x_{n-1}+d/2<x<x_n-d/2. \quad (15)$$

$$A_n\exp\{ikx\}+B_n\exp\{-ikx\}, \quad \text{когда} \quad x_n+d/2<x<x_{n+1}-d/2. \quad (16)$$

Волновая функция внутри барьера будет иметь вид

$$C_n\exp\{iqx\}+D_n\exp\{-iqx\}, \quad \text{когда} \quad x_n-d/2<x<x_n+d/2. \quad (17)$$

Из условия непрерывности волновой функции и ее производной в точке $x_n-d/2$ получим следующие линейные связи между коэффициентами решения левее барьера и внутри него:

$$C_n=\frac{k}{q}\frac{1}{\overset{*}{t}_{01}}A_{n-1}-\frac{k}{q}\frac{\overset{*}{r}_{01}}{\overset{*}{t}_{01}}B_{n-1}, \qquad D_n=-\frac{k}{q}\frac{r_{01}}{t_{01}}A_{n-1}+\frac{k}{q}\frac{1}{t_{01}}B_{n-1}, \quad (18)$$

где t_{01} и r_{01} являются амплитудами рассеяния электрона вперед и назад на границе раздела двух однородных полубесконечных сред с потенциалами 0 и V, соответственно, соприкасающихся в точке $x_n-d/2$:

$$t_{01}=\frac{2k}{k+q}\exp\{i(x_n-d/2)(q-k)\}, \qquad r_{01}=\frac{k-q}{k+q}\exp\{i(x_n-d/2)q)\}. \quad (19)$$

Рассматривая условие непрерывности волновой функции и ее производной в точке $x_n+d/2$ и учитывая (18), получим связь между коэффициентами решения левее и правее от барьера:

$$A_n=\frac{1}{\overset{*}{t}_n}A_{n-1}-\frac{\overset{*}{r}_n}{\overset{*}{t}_n}B_{n-1}, \qquad B_n=-\frac{r_n}{t_n}A_{n-1}+\frac{1}{t_n}B_{n-1}, \quad (20)$$

где t_n, r_n являются амплитудами прохождения и отражения электрона для прямоугольного барьера с центром в точке x_n, во всех точках левее и правее от которого значение потенциала равно нулю. Вследствие идентичности барьеров $t_n=t$ и $r_n=\exp\{i2kna\}r$, где t, r являются амплитудами рассеяния электрона для барьера с центром в точке $x=a/2$:

$$\frac{1}{t}=\exp\{ikd\}\left\{\cos\{qd\}-i\frac{q^2+k^2}{2kq}\sin\{qd\}\right\}, \quad \frac{r}{t}=i\frac{q^2-k^2}{2kq}\sin\{qd\}\exp\{ika\}. \quad (21)$$

Решение разностных уравнений (19) будет иметь вид

$$A_n=A_0x^n\exp\{-ikan\}, \qquad B_n=B_0x^n\exp\{ikan\}, \quad (22)$$

где x дается формулой $x=\exp i\beta a$ и $\cos\beta$ определяется согласно (3). Между коэффициентами решения A_0 и B_0 имеем следующую связь:

$$\frac{B_0}{A_0}=\frac{r/t\exp\{-ika\}}{\exp\{-ika\}/t-\exp\{i\beta a\}}. \quad (23)$$

Используя то обстоятельство, что на краях зон величина βa равняется нулю или π, можно показать, что отношение амплитуд встречных волн внутри ямы в зависимости от энергии равно +1 или −1 ($B_0 = \pm A_0$). Последнее означает, что волновые функции краев зон должны быть либо симметричными, либо антисимметричными функциями по отношению к центру ямы функциями. Отношение B_0 / A_0 на краю зоны может быть записано в виде

$$\frac{B_0}{A_0} = \frac{r/t \exp\{-ika\}}{i \operatorname{Im}(\exp\{-ika\}/t)} = \pm 1 . \qquad (24)$$

Подставляя в (24) отношение r/t и $1/t$ в виде (21), можно получить следующие два уравнения:

$$\frac{q^2 - k^2}{2kq} \sin qd + \sin kb \cos qd + \frac{q^2 + k^2}{2kq} \cos kb \sin qd = 0 , \qquad (25)$$

$$\frac{q^2 - k^2}{2kq} \sin qd - \sin kb \cos qd - \frac{q^2 + k^2}{2kq} \cos kb \sin qd = 0 , \qquad (26)$$

где уравнение (25) соответствует отношению $B_0 / A_0 = +1$, а (26) соответствует $B_0 / A_0 = -1$. Переходя к половинным углам $qd/2$ и $kb/2$, легко увидеть, что каждое из уравнений (25) и (26) распадается на два уравнения, причем уравнение (25) оказывается равносильным двум первым уравнения (8), (9), а уравнение (26) – двум вторым уравнениям (8), (9). Отсюда следует, что состояния, принадлежащие границам одной запрещенной зоны, по отношению к центру ямы имеют различную четность при любых значениях параметров задачи. Как показывает рассмотрение, области значений параметров, которым соответствуют волновые функции краев зон различной симметрии, непосредственно примыкают друг к другу в точках соприкосновения зон (т.е. при переходе через эти точки волновая функция меняет свою симметрию). Как видно из рис.1 и 2, в зависимости от положения запрещенной зоны волновая функция на ее границе может изменить симметрию один и более раз. Для состояний, принадлежащих краям разрешенной зоны, волновые функции по отношению к центру ямы могут иметь как одинаковую, так и различную четность. Примечательно, что для асимптотических значений параметров задачи, соответствующих случаям ямы конечной глубины и бесконечно глубокой ямы, волновые функции краев одной разрешенной зоны имеют одинаковую симметрию, которая совпадает с симметрией волновой функции в одиночной яме.

Отметим также, что непосредственно в точке соприкосновения зон волновая функция не обладает определенной симметрией по отношению к центру ямы. Данное обстоятельство никоим образом не противоречит сделанному выше утверждению, что на границах зон волновые функции должны иметь определенную четность. Дело в том, что при соприкосновении зон точка соприкосновения не может рассматриваться как точка, определяющая край зоны. Здесь мы имеем сформировавшуюся из двух соприкасающихся зон одну разрешенную зону, для которой точка соприкосновения является внутренней точкой.

Обсудим теперь вопрос о симметрии волновой функции краев разрешенных зон в пределах потенциального барьера по отношению к его центру. Рассмотрим первый потенциальный барьер, центр которого расположен в точке $a/2$. Представим волновую функцию внутри него в следующем виде:

$$\psi(x) = C_1 \exp\{iqa/2\}\exp\{iq(x-a/2)\} + D_1 \exp\{-iqa/2\}\exp\{-iq(x-a/2)\}. \quad (27)$$

Согласно (27), если $C_1 \exp\{iqa/2\} = D_1 \exp\{-iad\}$, то внутрибарьерная часть волновой функции симметрична относительно центра барьера. Когда $C_1 \exp\{iqa/2\} = -D_1 \exp\{-iad\}$, то волновая функция является асимметричной.

Так как на краях зон $B_0 = A_0$ и $B_0 = -A_0$, то согласно (18), (19) амплитуды встречных волн внутри барьера могут быть выражены через A_0 следующими формулами:

$$C_1 \exp\{iqa/2\} = A_0\left[if_1(k) + f_2(k)\right],\ D_1 \exp\{-iqa/2\} = A_0\left[-if_1(k) + f_2(k)\right], \quad (28)$$

$$C_1 \exp\{iqa/2\} = A_0\left[if_3(k) - f_4(k)\right],\ D_1 \exp\{-iqa/2\} = A_0\left[if_3(k) + f_4(k)\right]. \quad (29)$$

Введенные в (28), (29) величины $f_n(k)$ имеют такой вид, что уравнения $f_1(k)=0$, $f_2(k)=0$ совпадают с двумя первыми уравнениями (8), (9), а уравнения $f_3(k)=0$, $f_4(k)=0$ с двумя вторыми уравнениями (8), (9). Напомним, что случай $B_0 = A_0$ соответствовал первым уравнениям (8), (9), а случай $B_0 = -A_0$ – вторым. Из вышесказанного можно заключить, что вне зависимости от характера симметрии волновой функции относительно центра ямы, ее внутрибарьерная часть может оказаться как симметричной, так и антисимметричной относительно центра барьера.

5. Заключение

В данной работе нами проведено исследование зонной структуры спектра электрона для потенциала Кронига–Пенни в зависимости от значения потенциала и ширины прямоугольных барьеров. Как было показано, зависимость характеристик зон от параметров периодического потенциала в общем случае не является монотонной функцией. При определенном выборе значений параметров задачи в надбарьерной области значений энергий происходит соприкосновение ближайших друг к другу надбарьерных разрешенных зон.

Проведено исследование свойств симметрии волновых функций электрона, соответствующих краям зон, внутри элементарной ячейки периодического потенциала. Показано, что при переходе через точку соприкосновения разрешенных зон, обусловленном вариацией параметров структуры, волновая функция краев зон меняет свою симметрию. В конце отметим, что часть полученных в данной работе результатов может быть обобщена для периодических потенциалов с элементарными ячейками, состоящими из двух симметричных потенциалов.

Авторы выражают благодарность академику Э.М.Казаряну и профессору А.Ж.Мурадяну за обсуждение результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.Bastard**. Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures. Les Ulis, France, 1990.
2. **E.L.Ivchenko** and **G.E.Pikus**. Superlattices and Other Heterostructures. Springer, Heidelberg, 1997.
3. **G.D. Senders, C.J.Stanton**. Phys. Rev., **B48**, 11067 (1993).
4. **X.D.Zhao, H.Yamamoto, K.Taniguchi**. Superlattices and Microstructures, **23**, 1309 (1998).
5. **T.Osontchan, V.W.L.Chin, T.L.Tansley**. J. Appl. Phys., **80**, 5342 (1996).
6. **K.Arino, N.Usami, Y.Shiraki**. Physika E, **8**, 323 (2000).
7. **А.А.Соколов, Ю.М.Лоскутов, И.М.Тернов**. Кввнтовая механика. М., Наука, 1962.
8. **G.Bastard**. Acta Electron., **25**, 147 (1993).
9. **А.Ж.Мурадян, Г.А.Мурадян**. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 3 (2003).

ԱՆՎԵՐՋ ՄԻԱՉԱՓ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԷՆԵՐԳԻԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐԻ ԵՎ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐԻ ՈՐՈՇ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա.Ժ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Դ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված է էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրը ուղղանկյուն արգելքներից կազմված անվերջ պարբերական ցանցի համար (Կրոնիգ–Պեննիի մոդել)։ Հետազոտված է էներգիական գոտիների վարքը կախված ուղղանկյուն արգելքների պոտենցիալից նրանց ֆիքսված հաստության դեպքում, ինչպես նաև արգելքների հաստությունից պոտենցիալի ֆիքսված արժեքի համար։ Ուսումնասիրված են թույլատրելի գոտիների եզրերին համապատասխանող էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի համաչափության հատկությունները։

SOME PROPERTIES OF ELECTRON ENERGY SPECTRUM AND WAVE FUNCTIONS IN AN INFINITE ONE-DIMENSIONAL PERIODIC FIELD

A.ZH. KHACHATRIAN, D.M. SEDRAKIAN

The electron energy spectrum for a one-dimensional infinite chain consisting of rectangular barriers (the Kronig–Penny model) is investigated. Behaviors of energy bands depending on the potential of rectangular barriers when their width is fixed, as well as depending on the barriers width, when the magnitude of potentials is fixed are studied. It is shown that in the general case these dependences are not monotonic functions. Symmetry properties of electron wave functions corresponding to the allowed band borders are investigated.