УДК 530.145

ПРИГРАНИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПЛАВНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С КЕЙНОВСКИМ СПЕКТРОМ

В. С. Виноградов

Находятся условия существования состояния, локализованного в плавном гетеропереходе полупроводника с кейновским спектром (приграничного состояния – ПС). Из требования экспоненциального спада волновой функции ПС в обе стороны от переходной области определяются связи между неоднородными полями (НП), выражающимися матричными элементами от непериодической части потенциала в исходном уравнении Шредингера. По сравнению с дираковским в рассматриваемом случае добавляется еще одна связь между НП[a].

[a]Эти результаты впервые доложены на III Всероссийской конференции по физике полупроводников. Москва, 1997.

Состояния, локализованные на границе гетеропереходов (ГП), начали исследоваться в работах [1 – 5]. Обсуждение ранних работ, посвященных таким приграничным состояниям (ПС), можно найти в [5, 6]. В работе [7], где была учтена дисперсия зоны тяжелых дырок, а также в [3, 8] сделаны утверждения, что ПС из-за взаимодействия с континуумом тяжелых дырок на самом деле являются резонансными. В [9, 10], однако, сообщается о существовании ветви истинно локализованных ПС с электронным типом дисперсии. В [9, 10], а также других работах (кроме [7]) рассматривались резкие ГП и применялись граничные условия, допускающие скачки огибающих функций и (или) их производных. При обычном в этих работах предположении об одинаковости блоховских функций по обе стороны перехода это ведет к тому, что полная волновая функция (ВФ) приобретает на границе особенности, отсутствующие в ВФ исходного уравнения

Шредингера. Наличие таких нефизических свойств ВФ поднимает вопрос о надежности результатов, полученных для резких ГП.

В данной работе рассматриваются плавные ГП. Это позволяет обойти трудности, связанные с граничными условиями. Обсуждение ПС в таких ГП интересно потому, что распоряжение формой ГП дает возможность существенно влиять на спектр и, следовательно, на гальваномагнитные и другие свойства носителей, распространяющихся вдоль плоскости ГП. Ранее плавные ГП обсуждались только в случае полупроводников с дираковским спектром [5, 11].

Задача о ПС в плавном ГП сводится к решению уравнения (Дирака, Кейна) с неоднородными полями (НП). Выражения для НП могут быть получены с использованием **kp**-метода. Они представляют собой матричные элементы между функциями Блоха от непериодической части потенциала в исходном уравнении Шредингера, взятые по объему элементарной ячейки. Так как возникает значительное число НП с различной симметрией и пространственной зависимостью, то задачу о ПС разумно решать в обратной постановке. Исходя из требования существования ПС в переходной области ГП, найти те связи, которым должны удовлетворять НП. Такой подход был впервые применен в [12] при анализе ПС в ГП полупроводников с дираковским спектром.

Уравнения Кейна с НП получим, используя базисные ВФ центра зоны в виде $\Psi_{\binom{1}{2}} = \pm iS\binom{\uparrow}{\downarrow}$, $\Psi_{\binom{3}{4}} = \pm\left[(X \pm iY)\binom{\downarrow}{\uparrow} \mp 2Z\binom{\uparrow}{\downarrow}\right]/\sqrt{6}$, $\Psi_{\binom{5}{6}} = \pm(X \mp iY)\binom{\downarrow}{\uparrow}/\sqrt{2}$. Первая, вторая и третья пары ВФ описывают зону проводимости (s), зоны легких (pl) и тяжелых дырок (ph) соответственно. Ориентируясь на узкозонные полупроводники типа $Hg_{1-x}Cd_xTe$, зоной, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием, пренебрегаем. Неоднородный потенциал U будем считать непериодическим вдоль координаты z – оси структуры. Для простоты предположим также, что U не зависит от спина. Используя обычные в **kp**-методе приближения (см. подробнее [12]), придем к уравнениям вида

$$\begin{pmatrix} \varphi + \Delta - \epsilon & \vec{\sigma}(\hat{\vec{\mathcal{P}}} + i\mathbf{Q}) & \sqrt{3}(\sigma_x\hat{\mathcal{P}}_x - \sigma_y\hat{\mathcal{P}}_y) \\ \vec{\sigma}(\hat{\vec{\mathcal{P}}} - i\mathbf{Q}) & \varphi - \Delta - \hat{\mathbf{p}}^2/2M_{ph} - \epsilon & 0 \\ \sqrt{3}(\sigma_x\hat{\mathcal{P}}_x - \sigma_y\hat{\mathcal{P}}_y) & 0 & \varphi - \Delta + \delta - \hat{\mathbf{p}}^2/2M_{ph} - \epsilon \end{pmatrix}\Psi = 0, \qquad (1)$$

где $\hat{\mathcal{P}} = (v_\perp\hat{p}_x, v_\perp\hat{p}_y, v_{||}\hat{p}_z) \equiv < S|\nabla_z|Z > (\hat{p}_x, \hat{p}_y, 2\hat{p}_z)/\sqrt{6}$, $\hat{\mathbf{p}}$ – оператор импульса; σ_x, σ_y, σ_z – матрицы Паули; $\varphi(z) = (E_s + E_{pl})/2$, $\Delta(z) = (E_s - E_{pl})/2$, $\delta(z) = E_{ph} - E_{pl}$, $E_s = \epsilon_s + U_s(z)$, $E_{pl} = \epsilon_p + U_{pl}(z)$, $E_{ph} = \epsilon_p + U_{ph}(z)$, $U_s(z) =< S|U|S >$; $U_{pl}(z) = [< X|U|X > + < Y|U|Y > +4 < Z|U|Z >]/6$, $U_{ph}(z) = [< X|U|X > + < Y|U|Y >]/2$,

$$\mathbf{Q} = Q(z)(0,0,1), \ Q(z) = (2/3)^{1/2} < S|U|Z >;$$

ϵ_s, ϵ_p – энергии экстремумов зоны проводимости и валентной зоны при $U = 0$, ϵ – собственное значение энергии; член $\hat{\mathbf{p}}^2/2M_{ph}$ учитывает дисперсию зоны тяжелых дырок.

Принимая во внимание осевую симметрию задачи, представим ВФ Ψ в виде разложения

$$\Psi = \sum_{\lambda=\pm1,\mu=0,\pm1} C_{\mu\lambda}(z)\Psi_{\mu\lambda}\exp[i(k_x x + k_y y)], \tag{2}$$

где

$$\Psi_{\mu\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \psi(\lambda) \\ \mu\psi(-\lambda) \\ 0 \end{pmatrix} (\mu \neq 0),\ \Psi_{0\lambda} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \psi(-\lambda) \end{pmatrix};\ \psi(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} -i\lambda\exp(-i\varphi/2) \\ \exp(i\varphi/2) \end{pmatrix}$$

представляют собой собственные функции оператора спиральности $\hat{S}\psi(\lambda) = \lambda\psi(\lambda)$ ($\lambda = \pm1$), $\hat{S} = ([\mathbf{e}_z\hat{\mathbf{p}}]\vec{\sigma})/p_\perp$, $\mathbf{e}_z$ – единичный вектор $\| z$, $\mathbf{p}_\perp = \hbar\mathbf{k}_\perp = \hbar(k_x, k_y, 0) = \hbar k_\perp(\cos\varphi, \sin\varphi, 0)$ – поперечная часть импульса.

После подстановки (2) и взятия матричных элементов по функциям $\Psi_{\mu\lambda}$ матрица уравнений (1) 6×6 распадается на два блока 3×3, различающихся значением λ. Для каждого значения $\lambda = \pm1$ получим систему уравнений

$$\begin{pmatrix} c - \hat{\mathcal{P}}_z - \hat{h} & a - ib + \hat{h} & id \\ a + ib + \hat{h} & c + \hat{\mathcal{P}}_z - \hat{h} & id \\ -id & -id & c + \delta - a - 2\hat{h} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} C_{1\lambda} \\ C_{-1\lambda} \\ C_{0\lambda} \end{pmatrix} = 0, \tag{3}$$

где $a = \Delta(z)$, $b = p - Q(z)$, $c = \varphi(z) - \epsilon$, $d = \sqrt{3/2}p$, $p = \lambda\mathcal{P}_\perp$, $\mathcal{P}_\perp = \hbar v_\perp(k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$, $\hat{\mathcal{P}}_z = -il_0\nabla_z$, $l_0 = \hbar v_\| / |\Delta_0|$, $\hat{h} = (\alpha_\perp p^2 + \alpha_\| \hat{\mathcal{P}}_z^2)/2$, $\alpha_{\|,\perp} = |\Delta_0|/2M_{ph}v_{\|,\perp}^2$. Для всех величин размерности энергии мы ввели безразмерные единицы, поделив их на $|\Delta_0|$ – значение щелевого параметра вдали от перехода.

Выведем условия существования ПС. Для этого разделим область плавного ГП на тонкие слои с постоянными значениями параметров a_i, b_i, c_i, δ_i. Пренебрежем вначале дисперсией зоны тяжелых дырок, положив $\hat{h} = 0$. В каждом слое будем искать решение в виде только одной затухающей или растущей экспоненты $C_{\mu\lambda}(i) \sim \exp(\kappa_i z/l_0)$ ($\kappa_i >$ или < 0). Это означает, что мы учитываем решения вида α, β на рис. 1 и отказываемся от решений вида γ. Величины κ_i определяются из условия равенства нулю детерминанта уравнения (3)

$$\kappa_i^2 = a_i^2 + b_i^2 - c_i^2 + 2d^2\frac{a_i - c_i}{a_i - c_i - \delta_i} \equiv a_i'^2 + b_i^2 - c_i'^2, \tag{4}$$

где $a_i' = a_i + d^2/(a_i - c_i - \delta_i)$, $c_i' = c_i + d^2/(a_i - c_i - \delta_i)$.

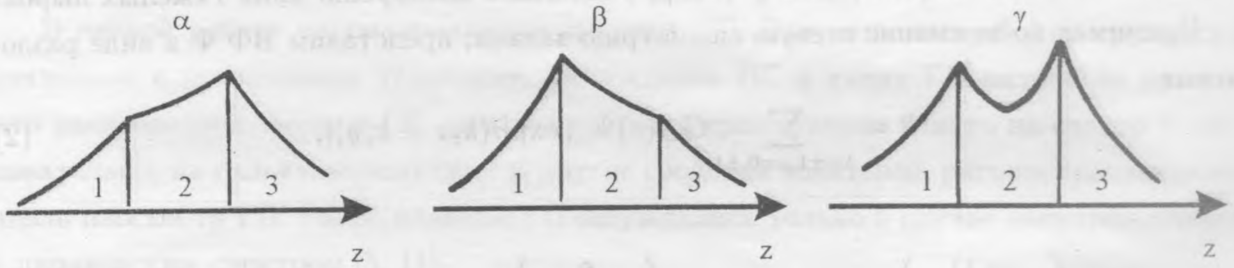

Рис. 1. *Вид волновых функций гетероперехода в различных случаях. Цифрами обозначены номера слоев (см. текст).*

В качестве граничного условия используем непрерывность ВФ в соседних слоях $C_{\mu\lambda}(i) = C_{\mu\lambda}(i+1)$. Отметим, что непрерывность компоненты с $\mu = 0$ не следует математически из системы (3) с $\hbar = 0$. Однако нет никаких физических оснований для скачков полной ВФ, тем более в плавных ГП[1]. Используя граничные условия, получим

$$\frac{a_1 - c_1}{\kappa_1^2 + c_1^2 - a_1^2 - b_1^2} = \frac{a_2 - c_2}{\kappa_2^2 + c_2^2 - a_2^2 - b_2^2} = \ldots, \tag{5}$$

$$\frac{\kappa_1 - b_1}{\kappa_1^2 + c_1^2 - a_1^2 - b_1^2} = \frac{\kappa_2 - b_2}{\kappa_2^2 + c_2^2 - a_2^2 - b_2^2} = \ldots \tag{6}$$

Подставив (4) в (5), получим, что $a_i - c_i - \delta_i = \mathrm{const}(i)$. Чтобы избавиться от интегралов движения, возьмем разность выражений для $i+1$ и i и перейдем к пределу бесконечно тонких слоев. Получим

$$\dot{a} - \dot{c} - \dot{\delta} = 0, \tag{7}$$

где $\dot{a} = da/dz$, ... Соотношение (7) означает, что $E_{ph}(z) = \mathrm{const}$.

Разделив почленно (6) на (5), получим $\kappa_i = b_i + q(a_i - c_i) \equiv b_i + q(a'_i - c'_i)$, где $q = \mathrm{const}(i)$. В непрерывном пределе

$$\kappa = b + q(a' - c'), \tag{8}$$

$$\dot{\kappa} = \dot{b} + q(\dot{a}' - \dot{c}'), \tag{9}$$

[1] Непрерывность ВФ (и их производных) на границе можно получить, если во всех диагональных элементах матрицы Кейна (1) учесть квадратичные по импульсу члены. Если коэффициенты перед ними малы, то можно устремить их к нулю в решениях уравнений (но не в самих уравнениях).

где q не зависит от z.

Возведем в квадрат (8) и подставим в (4), где i заменяется на z. Сократив на $a' - c'$ и дифференцируя по z, получим квадратное уравнение для q, из которого

$$q = (-\dot{b} + \sigma\sqrt{\dot{a}'^2 + \dot{b}^2 - \dot{c}'^2})/(\dot{a}' - \dot{c}'), \tag{10}$$

где $\sigma = \pm 1$. Сравнив (10) и (9), получим, что $\dot{\kappa} = \sigma\sqrt{\dot{a}'^2 + \dot{b}^2 - \dot{c}'^2}$. Для ПС должно быть (см. рис. 1; α, β) $\kappa > 0$ при $z \longrightarrow -\infty$ и $\kappa < 0$ при $z \longrightarrow +\infty$. Следовательно, $\dot{\kappa} < 0$ и $\sigma = -1$.

Исключив квадратные корни из уравнения (10) и выражения $1/q$, получим линейную связь между $\dot{a}'$, $\dot{b}$ и $\dot{c}'$: $(q + 1/q)\dot{c}' = (q - 1/q)\dot{a}' + 2\dot{b}$. Введя более удобную константу k, связанную с q выражением $q = S\sqrt{1 + k^2} + k$, где S – знаковая функция, получим

$$\dot{c}' = S(1 + k^2)^{-1/2}(k\dot{a}' + \dot{b}), \tag{11}$$

где $S = -sign(\dot{W})$, $W = (1 + k^2)^{-1/2}(a' - kb)$. Знаковая функция S определяется подстановкой (11) в (10) с $\sigma = -1$.

Таким образом, мы получили связи между НП (7), (11), которые являются необходимыми условиями существования ПС в полупроводнике с кейновским спектром. Эти условия отличаются от дираковского случая [12] наличием связи (7) и заменой в связи (11) функций a, c на a', c'.

Найдем теперь достаточные условия существования ПС. Предварительно преобразуем уравнения (3) (при $\hat{h} = 0$) в действительную форму. Для этого выразим $C_{0\lambda}$ через $C_{1\lambda}$, $C_{-1\lambda}$ и введем новые функции X, Y с помощью $C_{1\lambda} = (X + iY)/\sqrt{2}$, $C_{-1\lambda} = (X - iY)/\sqrt{2}$. Для этих функций получим систему

$$(a' + c')X - (l_0\nabla_z + b)Y = 0, \tag{12}$$

$$(l_0\nabla_z - b)X - (a' - c')Y = 0.$$

Результат интегрирования (11), которое дает $c' = S(ka' + b)/\sqrt{1 + k^2} + c_0$, где $c_0 = \text{const}$, подставим в (12). Далее, умножив второе уравнение (12) на неопределенный множитель q, сложим с первым. Подберем q так, чтобы для некоторой комбинации X и Y при определенном c_0 получалось уравнение первого порядка. Эта задача имеет однозначное решение при значении q, совпадающем со значением одноименного параметра в уравнениях (8, 9). В результате получим уравнения

$$(l_0\nabla_z + SW + c_0/q)\Phi = -(c_0/q)(1 + q^2)Y,$$

$$(l_0\nabla_z - SW - c_0/q)Y = (1/q)(a' + c')\Phi, \tag{13}$$

где $\Phi = qX - Y$.

Если $W(z)$ имеет различные знаки при $z \to \pm\infty$, то первое уравнение (13) при $c_0 = 0$ всегда дает растущие на бесконечности решения. Откажемся от них, положив $\Phi = 0$. Тогда уравнение для Y дает решение $Y(z) \to 0$ при $|z| \to \infty$, т.е. оно представляет собой волновую функцию ПС.

Таким образом, достаточными условиями существования ПС являются связи (7), (11), а также равенство $c_0 = 0$. Спектр ПС определяется соотношением

$$c' = S(1 + k^2)^{-1/2}(ka' + b), \tag{14}$$

а область существования ПС в пространстве поперечных импульсов p – наличием точки $z = z_0$, в которой $W(z_0) = 0$.

При $c_0 \neq 0$ из (13) получим

$$\{-(l_0\nabla_z)^2 + (SW + c_0/q)^2 - Sl_0\dot{W}\}\Phi = (c_0/q^2)(1 + q^2)(a' + c')\Phi. \tag{15}$$

Это уравнение совпадает с уравнением суперсимметричной квантовой механики Виттена, когда $a' + c'$ не зависит от z. Оно сводится также к такому уравнению, если a', b, c' линейно выражаются через одну и ту же функцию [13]. При этом новая функция W отличается от старой константой. Уравнение (15) не может быть сведено к уравнению Виттена, если a', b, c' выражаются линейно через две произвольные функции, как это имеет место в общем случае в (14). Таким образом, полученные в данной работе условия существования ПС более общие, чем условия суперсимметрии, используемые в [13].

Случай $\hat{h} \neq 0$ может быть рассмотрен с использованием теории возмущений. Проделав те же операции, какие приводят к уравнениям (13), но с учетом $\hat{h} \neq 0$, получим уравнения

$$\{l_0\nabla_z + SW + c_0/q + (\hat{A} + \hat{C})/q\}\Phi = -(1/q)\{c_0(1 + q^2) + (1 - q^2)\hat{A} + (1 + q^2)\hat{C}\}Y,$$

$$\{l_0\nabla_z - SW - c_0/q - (\hat{A} + \hat{C})/q\}Y = (1/q)\{a' + c' + \hat{A} + \hat{C}\}\Phi, \tag{16}$$

где a' и c' несколько отличаются от функций, введенных в (4) и входящих в уравнения (13): $\binom{a'}{c'} = \binom{a}{c} + (3p^2/2)/(\epsilon - E_{ph}(p)) \pm \alpha_\perp p^2/2$, $E_{ph}(p) = E_{ph} - \alpha_1 p^2$; операторы возмущения имеют вид $\binom{\hat{A}}{\hat{C}} = \hat{Q} \mp \alpha_\parallel l_0 \nabla_z^2/2$, где действие оператора $\hat{Q}$ определяется посредством $\hat{Q}\psi(z) = (-3/2)p^2 \int \Delta G(z, z')\psi(z')dz'$, функция $\Delta G(z, z')$ связана с функцией

Грина $G(z, z')$ соотношением

$$G(z, z') = -[1/(2l_0\alpha_{\|}\kappa_z)]\exp(-\kappa_z|z - z'|/l_0) = \Delta G(z, z') - \delta(z - z')/\alpha_{\|}\kappa_z^2,$$

где $\alpha_{\|}\kappa_z^2 = \epsilon - E_{ph}(p) > 0$; аналогичное соотношение для обратного знака неравенства, когда $\epsilon - E_{ph}(p) \equiv -\alpha_{\|}k_z^2 < 0$, получается из предыдущего заменой $\kappa_z \to -ik_z$. Функция Грина $G(z, z')$ появляется в (16), когда третья компонента ВФ $C_{0\lambda}$ в (3) выражается через первые две. Разложим ВФ и константу c_0 в ряды по степеням возмущения $Y = Y_0 + Y_1 + ...$, $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1 + ...$, $c_0 = c_0^{(0)} + c_0^{(1)} + ...$ и подставим в (16). Для определения $c_0^{(1)}$ умножим уравнение для Φ_1 на Y_0 и проинтегрируем по z от $-\infty$ до $+\infty$. Интегрирование левой части уравнения по частям показывает, что она равна нулю. Отсюда, учитывая, что $\Phi_0 = 0$, $c_0^{(0)} = 0$, получим

$$c_0^{(1)} = -(1 + q^2)^{-1}\int Y_0^2[(1 - q^2)\hat{A} + (1 + q^2)\hat{C}]dz/\int Y_0^2 dz. \tag{17}$$

После этого правые части уравнений (16) определяются полностью, и могут быть найдены поправки к ВФ Y_1, Φ_1 и т.д. Спектр ПГ в первом приближении определяется соотношением (14), где $c_0 = 0$ заменено на $c_0 = c_0^{(1)}$, а поля a', c' имеют смысл, определенный вслед за уравнением (16). В случае $\hat{h} \neq 0$ уравнение для спектра ПС имеет более сложную структуру, чем в случае $\hat{h} = 0$. Если в случае $\hat{h} = 0$ оно имеет второй порядок по энергии ϵ и поперечному импульсу p, то в случае $\hat{h} \neq 0$ оно по этим параметрам соответственно второго и четвертого порядка. Результаты теории возмущений справедливы, если $|\epsilon - E_{ph}(p)| >> \alpha_{\|}(l_0/L)^2 \approx (M_{pl}/M_{ph})(l_0/L)^2$, где L – характерная длина ГП.

Приведем примеры спектров ПС для случая $\hat{h} = 0$. Будем полагать, что НП возникают в результате неоднородного распределения примеси замещения с концентрацией $C(z)$. В случае достаточно плавного изменения $C(z)$ НП можно представить в виде разложений по производным концентрации $C(z)$, причем поле $Q(z)$ разлагается по нечетным производным, а все остальные по четным (см. подробнее [12]). Для простоты предположим, что все малые коэффициенты разложений, начиная с коэффициента перед $\ddot{C}(z)$, точно равны нулю. Тогда НП, удовлетворяющие условиям (7), (11), имеют вид $\varphi(z) = \varphi_0(1 - \exp(-\gamma z))\theta(z)$, $\Delta(z) = \Delta_0 + \varphi(z)$, $Q(z) = Q_0\exp(-\gamma z)\theta(z)$, $\delta(z) = 0$, где θ – ступенчатая функция ($\theta(z) = 1$, $z > 0$; $\theta(z) = 0$, $z < 0$), $\gamma \sim 1/L$, L – размер переходной области. $C(z) = C_0(1 - \exp(-\gamma z))\theta(z)$, $Q_0 = Q^{(1)}\gamma C_0$, $Q^{(1)}$ – коэффициент перед $\dot{C}(z)$ в разложении $Q(z)$. Константа k в (11) выражается через φ_0 и Q_0. Характер спектра ПС зависит от величины параметра $\tau = \Delta_0/\varphi_0$. В случае $\varphi_0 > 0$, $Q_0 < 0$ возникают

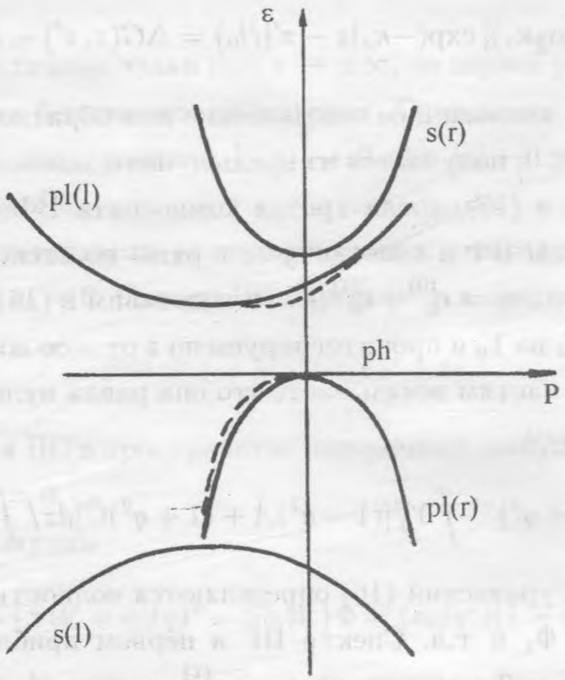

Рис. 2. *Спектр приграничных состояний в случае* $-1 < \Delta_0/\varphi_0 < \tau_-$, $|Q_0/\varphi_0| < 1$, $\varphi_0 > 0$, $Q_0 < 0$. - - - - - *ветви приграничных состояний,* —- *границы спектра свободных частиц слева* $(z = 0, l)$ *и справа* $(z \to +\infty, r)$ *от перехода,* s – *зона проводимости,* pl, ph – *зоны легких и тяжелых дырок.*

следующие четыре области для τ: 1) $\tau < -1$, 2) $-1 < \tau < \tau_-$, 3) $\tau_- < \tau < \tau_+$, 4) $\tau_+ < \tau$, где $\tau_\pm = 3 \pm [12 - 3(Q_0/\varphi_0)^2]^{1/2}$ На рис. 2 и 3 схематически представлены спектры ПС для случаев (2) и (4). При учете дисперсии зоны тяжелых дырок ПС, находящиеся ниже края зоны ph, становятся резонансными. Из более подробного рассмотрения следует, что для формирования истинно локализованных состояний инверсия щели не обязательна. Для случая $\hat{h} = 0$, $\varphi_0 < 0$, $Q_0 < 0$ спектры ПС получаются из предыдущих отражением вдоль оси энергий.

Конструирование ГП с ПС в полупроводниках с кейновским спектром представляется более сложной задачей, чем в полупроводниках с дираковским спектром. Во-первых, надо выполнить условие $E_{ph}(z) = \text{const}$. Для этого в качестве фонового однородного состава удобно выбрать состав, соответствующий точке инверсии. Далее на этот фон следует наложить профиль, образованный примесями с неоднородно меняющимся составом $C(z)$. Второй трудностью является слабое затухание ВФ $\psi(z) \sim \exp\{(1/l_0)\int\limits_{z_0}^{z} SW(z)dz\}$

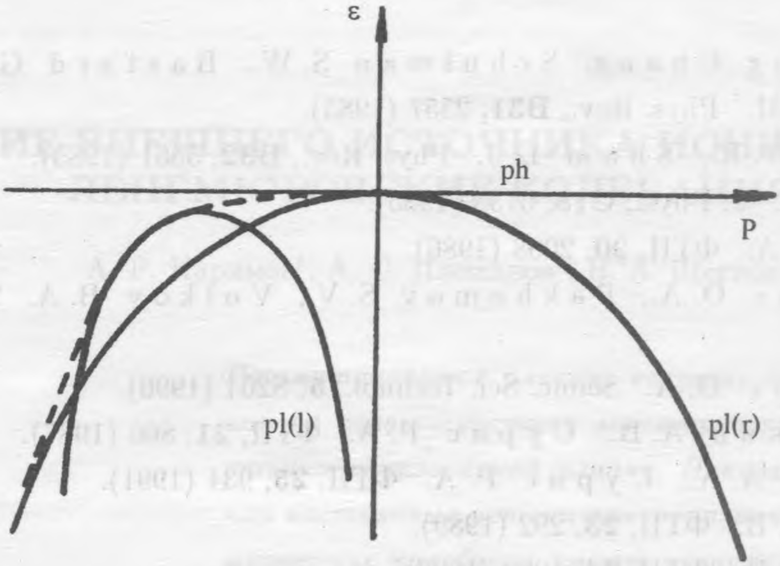

Рис. 3. *Спектр приграничных состояний в случае $\Delta_0/\varphi_0 > \tau_+$, $|Q_0/\varphi_0| < 1$, $\varphi_0 > 0$, $Q_0 < 0$. Обозначения те же, что и на рис. 2. Границы зон проводимости на рисунке опущены.*

ПС в кейновском случае от точки ее максимума z_0 ($z_0 > 0$) до точки $z = 0$, где имеется скачок поля $Q(z)$, и необходимые условия существования ПС нарушаются[2]. Если в дираковском случае показатель затухания ВФ имеет большую величину $\sim L/l_0$ [12], и скачок $Q(z)$ мало влияет на ВФ, то в кейновском – этот показатель имеет порядок $|Q_0|/l_0\gamma \sim |Q^{(1)}|C_0/l_0 \sim r_0/l_0 \sim 1$, где r_0 – длина порядка постоянной решетки. Имеется, однако, надежда на большой численный коэффициент. Отметим, кстати, что при $Q(z) = 0$ существование ПС в кейновском случае невозможно. В предшествовавших работах поле $Q(z)$ вообще не учитывалось.

Итак, применяя метод обратной задачи к плавному ГП полупроводника с кейновским спектром и удовлетворяя физические требования к ВФ, удается получить существенно новые результаты относительно ПС.

[2]Обойти эту трудность можно, взяв зависимость $C(z) = C_r[1-\exp(-\gamma_r z)]\theta(z) - C_l[1-\exp(\gamma_l z)]\theta(-z) + C$. Условия существования ПС в этом случае требуют изменения знака коэффициента $Q^{(1)}$ при переходе через границу $z = 0$, что можно обеспечить введением различных примесей в областях $z > 0$ и $z < 0$. Функция W в этом случае приобретает скачок в точке $z = 0$, ВФ остается непрерывной.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Yia-Chung Chang, Schulman S. W., Bastard G., Guldner Y., Voos M. Phys. Rev., **B31**, 2557 (1985).

[2] Lin-Liu Y. R., Sham L. J. Phys. Rev., **B32**, 5561 (1985).

[3] Cade N. A. J. Phys., **C18**, 5135 (1985).

[4] Сурис Р. А. ФТП, **20**, 2008 (1986).

[5] Pankratov O. A., Pakhomov S. V., Volkov B. A. Sol. St. Comm., **61**, 93 (1987).

[6] Pankratov O. A. Semic. Sci. Technol., **5**, S204 (1990).

[7] Сокольский А. В., Сурис Р. А. ФТП, **21**, 866 (1987).

[8] Гольдин А. А., Сурис Р. А. ФТП, **25**, 934 (1991).

[9] Кисин М. В. ФТП, **23**, 292 (1989).

[10] Кисин М. В. ФТП, **24**, 1983 (1990).

[11] Волков Б. А., Панкратов О. А. Письма в ЖЭТФ, **42**, 145 (1985).

[12] Виноградов В. С. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 7–8, 62, 68 (1995).

[13] Волков Б. А., Идлис Б. Г., Усманов М. Ш. УФН, **165**, 799 (1995).

Поступила в редакцию 14 сентября 1998 г.