

Латеральная бегущая волна как форма переходного процесса в резонансно-туннельной структуре

© Д.В. Мельников, А.И. Подливаев

Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет)

(Получена 15 июля 1996 г. Принята к печати 30 июля 1997 г.)

Исследована временная эволюция первоначально неоднородного в латеральном направлении состояния резонансно-туннельной структуры. Показано, что в области вертикальных напряжений, при которых на вольт-амперной характеристике структуры наблюдается гистерезисная петля, возможен переход электронной системы из одного устойчивого состояния в другое. В данном случае переходный процесс реализуется в виде бегущей волны, где одна устойчивая фаза поглощается другой. Определена скорость этой волны. Показано, что существует напряжение, при котором скорость равна нулю и возможно устойчивое сосуществование двух фаз.

1. Введение

С тех пор как резонансно-туннельные структуры (РТС) были предложены [1] и экспериментально реализованы [2,3], они являются объектом пристального внимания теоретиков и экспериментаторов, во-первых, благодаря своим широким потенциальным техническим приложениям и, во-вторых, из-за возникающих физических эффектов. В связи с возможным использованием РТС как логического элемента цифровой вычислительной техники, вопрос о внутренней бистабильности в подобных приборах представляет значительный интерес [4–6]. Этот эффект, связанный с накоплением электронов в области между потенциальными барьерами, приводит к вольт-амперной характеристике (ВАХ) с гистерезисной петлей. Общий вид такой ВАХ представлен на рис. 1, где большие значения тока в состоянии А обусловлены высокой концентрацией электронов в межбарьерной области РТС. В другом устойчивом состоянии системы, состоянии В, электроны в области между барьерами отсутствуют.

В настоящей работе определяются динамические характеристики РТС при переходе из состояния А в состояние В (или обратный переход) в случае, когда первоначально РТС в латеральном направлении находится в неоднородном состоянии: часть находится в состоянии А, а часть — в состоянии В. Вертикальное напряжение U при этом полагается постоянным по всему прибору и с течением времени не изменяется.

Принципиальную возможность реализации такого состояния можно получить, например, следующим образом. Обычно напряжение на гетероструктуре обеспечивается разностью потенциалов подложки и прижимного контакта [7]. Пусть на структуре расположены не один, а два прижимных контакта (рис. 2). Если кратковременно создать на них разность потенциалов такую, чтобы в области первого контакта вертикальное напряжение было меньше напряжения U_1 , при котором начинается гистерезисная область (см. рис. 1), а в области второго контакта напряжение выше U_2 , правой границы гистерезиса, то в области первого контакта гетероструктура будет находиться в состоянии А, а в области второго — в состоянии В. При последующем изменении напряжения на

обоих контактах до одной величины U ($U_1 < U < U_2$) мы получим ситуацию сосуществования двух фаз А и В при постоянном по структуре вертикальном напряжении U , которая может рассматриваться в качестве начального, неоднородного в латеральном направлении состояния системы. Более подробное исследование условий, при которых в реальной структуре возникают одновременно две фазы А и В, не входит в круг вопросов, изучаемых в данной работе, и может быть предметом отдельного исследования.

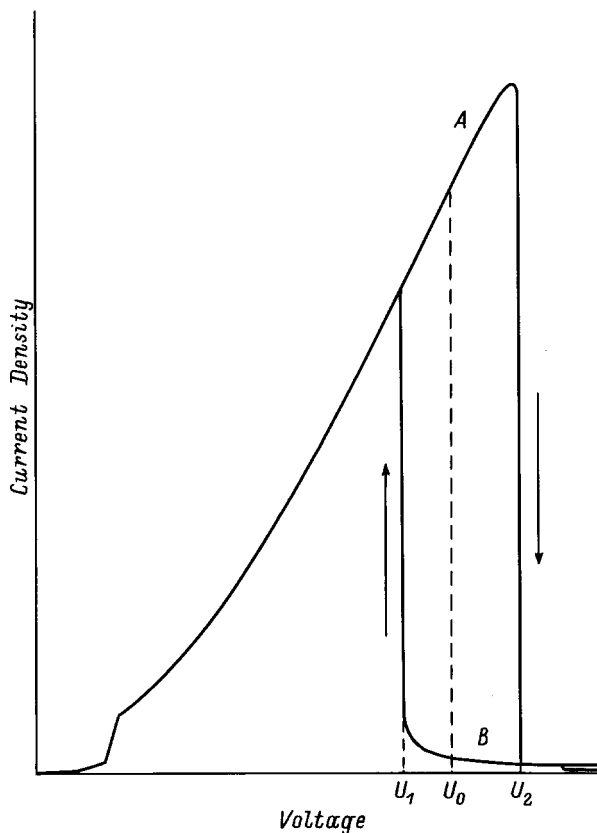


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика резонансно-туннельной структуры. U_0 — напряжение стационарного сосуществования фаз А и В; U_1, U_2 — границы области гистерезиса.

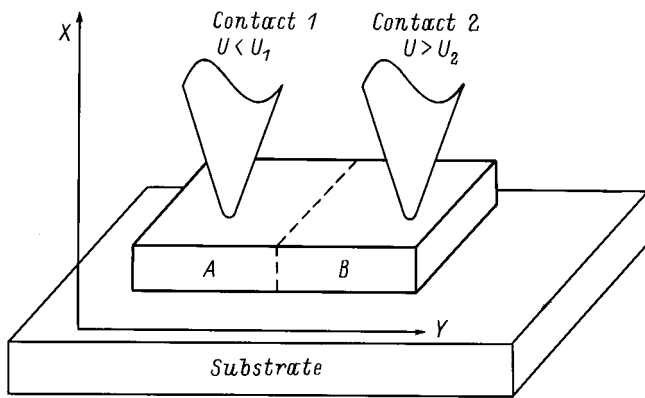


Рис. 2. Фрагмент подложки с резонансно-туннельной структурой.

Статья имеет следующую структуру: в разделе 2 дано описание модели, указаны приближения, в которых проводится решение задачи. В этом разделе приведено уравнение, описывающее распространение латеральной волны электронной плотности в области между барьерами. В разделе 3 приведено решение задачи в пределе высоких температур, а в разделе 4 задача решается в пределе низких температур. Определение некоторых слагаемых основного уравнения ввиду их громоздкости вынесено в Приложение к статье.

2. Описание модели

В настоящее время определение электронной плотности в двумерных системах (в том числе и в латеральном направлении в квантовых ямах) часто проводится в рамках классических моделей [8,9]. В работе [8] в рамках классической электродинамики в пренебрежении нелокальными эффектами и эффектами запаздывания исследовались коллективные возбуждения двумерной электронной системы с квантовыми антиточками (antidots). В работе [9] также в рамках классической теории исследованы эффекты перетекания электронов между двумя расположенными рядом квантовыми ямами и связанное с этим процессом изменение тока в латеральном направлении в каждой яме. В настоящей работе плотность потока в латеральном направлении также будет описываться в рамках классического (диффузионно-дрейфового) приближения, а поток электронов в вертикальном направлении будет определяться из уравнения Шредингера.

Резонансно-туннельная структура состоит из пяти слов: эмиттера, эмиттерного барьера, квантовой ямы, коллекторного барьера и коллектора (рис. 3). Полагаем, что распределение электронов не зависит от пространственной переменной Z . Переменные X и Y в дальнейшем обозначаются как вертикальная и латеральная координаты соответственно.

Для выявления параметров структуры, наиболее существенно влияющих на переходный процесс в РТС, и для упрощения решения задачи реальный потенциальный

рельеф дна зоны проводимости заменяем модельным, представленным на рис. 4. При этом сделаны следующие приближения.

1. Реальные потенциальные барьеры РТС, имеющие конечную ширину a и высоту U_b , заменены барьерами, имеющими вид δ -функций, интеграл по вертикальной переменной X от которых равен $S = U_b a$, что адекватно описывает случай достаточно высоких и узких барьеров [10]. Подобная замена справедлива в случае, когда энергия E и волновой вектор электронов k удовлетворяют условиям $E \ll U_b$, $ka \gg 1$.

2. В области контактов I и III (см. рис. 3) потенциал считается постоянным.

3. Полагается, что потенциал в области II между барьерами не зависит от координаты X и определяется внешним приложенным напряжением U и самосогласованным кулоновским потенциалом электронов в этой области.

4. Площадь барьеров S достаточно велика, чтобы протекание электронов в направлении X проходило только через узкий квазирезонансный уровень; по той же причине характерные длины фронта переходного процесса в латеральном направлении Y между областями с фазами A и B (см. рис. 3) существенно превышают длину свободного пробега электрона в этом направлении.

Достаточная протяженность фронта переходного процесса в направлении Y позволяет описать плотность электронов в диффузионном приближении

$$D \frac{\partial^2 P}{\partial Y^2} + \frac{D}{T} \frac{\partial}{\partial Y} \left(P \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right) + F(P) = \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (1)$$

где $P(Y, t)$ — плотность электронов в яме, D — коэффициент диффузии вдоль направления Y , t — время,

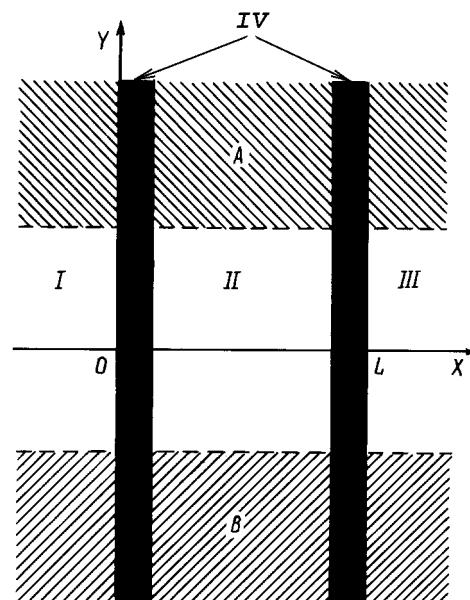


Рис. 3. Резонансно-туннельная структура: I — эмиттер, II — межбарьерная область, III — коллектор, IV — потенциальные барьеры. Заштрихованы области однородного по Y распределения электронов; не заштрихована переходная область.

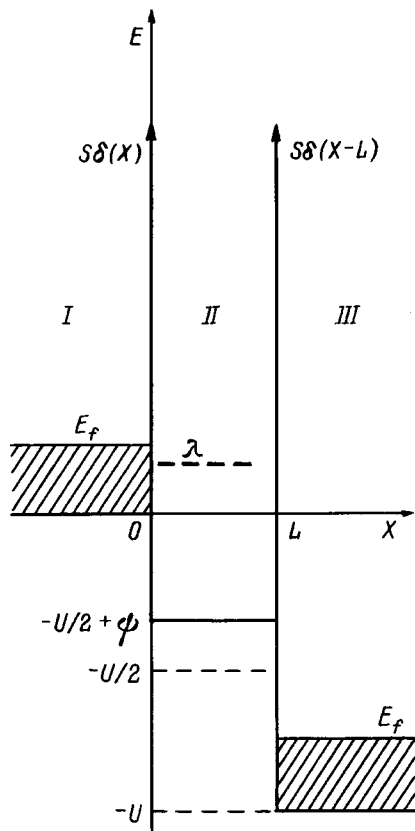


Рис. 4. Потенциальный рельеф дна зоны проводимости РТС: λ — положение квазирезонансного уровня, E_f — уровень Ферми электронов в эмиттере, U — приложенное напряжение, L — ширина межбарьерной области.

T — температура, $F(P)$ — интенсивность притока электронов через барьеры в яму в направлении X , $\phi(Y)$ — потенциальный рельеф дна зоны проводимости в области ямы.

Возможность описания изменения электронной плотности в латеральном направлении диффузионным уравнением (1) возникает в том случае, когда длина свободного пробега электронов много меньше характерной длины изменения электронной плотности в этом направлении. Характерное значение длины пробега электронов в GaAs может быть оценено из характерной скорости электронов и времени релаксации ($\tau \simeq 10^{-13}$ с, см. [11]) и составляет для параметров структуры, выбранных в работе, величину порядка 100 нм.

В случае, когда расстояние между барьерами L заметно превосходит длину свободного пробега электронов, функция F будет иметь вид второй производной по переменной X (переход от баллистического к диффузионному режиму, описанный, например, в работе [11]) и уравнение (1) превратится в классическое двумерное уравнение диффузии. В рассматриваемом случае реализуется обратная ситуация, и поток электронов через барьер описывается квантовой задачей при достаточно медленном изменении плотности электронов в латеральном направлении. Определение зависимости F и ϕ от

концентрации электронов в области между барьерами дано в *Приложении*.

Ищем решение $P(Y, t)$ в виде бегущей волны $P(Y, t) = p(\xi)$, $\xi = Y/D^{1/2} - Vt$. Тогда уравнение (1) с учетом (П.4) (см. *Приложение*) принимает следующий вид:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \xi^2} + \frac{\alpha}{T} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(p \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) - V \frac{\partial p}{\partial \xi} + F(p) = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) дополняем следующими граничными условиями:

$$p|_{\xi=-\infty} = p_1, \quad p|_{\xi=+\infty} = p_2, \quad (3)$$

где p_1 и p_2 — устойчивые стационарные однородные решения уравнения (2) ($F(p_1), F(p_2) = 0$). Отметим, что согласно (П.5) $p_1 = 0$.

Нелинейные задачи типа (2), (3) хорошо известны в физике. Они описывают распространение неравновесной сверхпроводящей фазы, рост магнитных доменов, волну горения и т. п. (см., например, [12–15]). Система (2), (3) определяет трансляционно-инвариантное решение $p(\xi)$ и величину скорости V .

Для исследования в настоящей работе выбрана гетероструктура со следующими параметрами: энергия Ферми $E_f = 0.1$ эВ, ширина межбарьерной области $L = 10$ нм, площадь барьеров $S = 2$ нм² · эВ, высота барьера $U_b = 0.4$ эВ, эффективная масса $m^* = 0.07m_e$. Такие параметры могут быть реализованы на структуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

3. Предел высоких температур

Рассмотрим температуру T такую, что выполняется неравенство $\alpha p_2/T \ll 1$, где величина α определена в *Приложении*. В этом случае вторым слагаемым уравнения (2) можно пренебречь. Трансформированное таким образом уравнение при некотором специальном виде функции $F(p)$ решается аналитически. Функцию $F(p)$, определяемую выражением (П.5), заменяем кусочно-линейной следующего вида (см. *Приложение*):

$$F(p) = \begin{cases} -ap, & 0 \leq p < (U/2 - E_r)/\alpha, \\ a[b(E_f - E_r + U/2 - \alpha p) - p], & (U/2 - E_r)/\alpha < p, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$a = \frac{\Gamma(p=0)}{\hbar}, \quad b = \frac{\sqrt{E_r}}{\pi^2} \Xi \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2}.$$

Подобная замена часто используется при описании нелинейных волн (см., например, [13]). Оценим, насколько допустимо использование такого приближения в данном случае. На рис. 5 представлена зависимость $F(p)$, отвечающая выражению (П.5), и соответствующая величина, определяемая выражением (4) при двух напряжениях U .

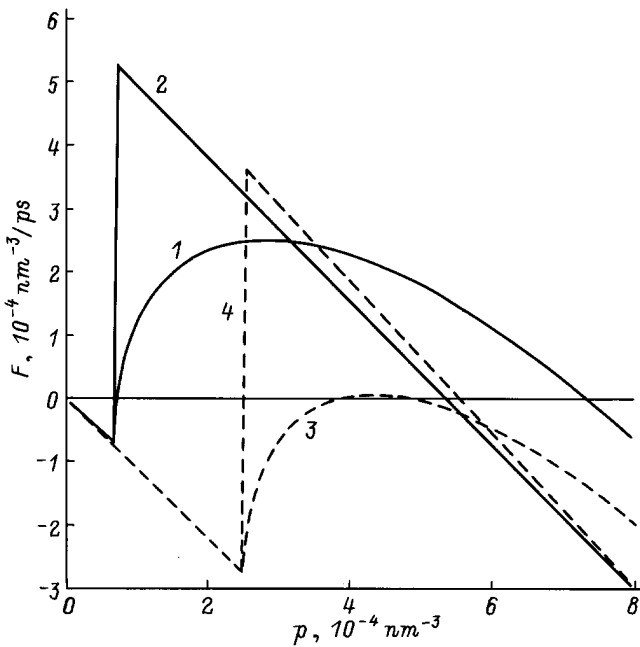


Рис. 5. Зависимость функции F от концентрации электронов в области II: 1 — точная функция F при напряжении $U = 0.11$ эВ; 2 — кусочно-линейное приближение функции F при напряжении $U = 0.11$ эВ; 3 — точная функция F при напряжении $U = 0.1167$ эВ; 4 — кусочно-линейное приближение функции F при напряжении $U = 0.1167$ эВ.

Выражение (4) позволяет решить задачу (2), (3) в пределе высоких температур аналитически. Это решение имеет следующий вид:

$$p = \begin{cases} \chi \exp \left[\frac{-V + \sqrt{V^2 + 4a}}{2} \xi \right], & \xi \leq 0, \\ \zeta + (\chi - \zeta) \exp \left[\frac{-V - \sqrt{V^2 + 4a(1 + \alpha b)}}{2} \xi \right], & \xi > 0, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$\chi = \frac{U/2 - E_r}{\alpha}, \quad \zeta = \frac{b(E_f - E_r + U/2)}{1 + \alpha b}.$$

Скорость V определяется из условия гладкости функции $p(\xi)$ в точке сшивки $\xi = 0$:

$$\chi \left[\frac{-V + \sqrt{V^2 + 4a}}{2} \right] = (\chi - \zeta) \left[\frac{-V - \sqrt{V^2 + 4a(1 + \alpha b)}}{2} \right]. \quad (6)$$

Учитывая монотонность и ограниченность решения (5), (6), можно доказать его устойчивость к малым возмущениям. На рис. 6 представлена структура фронта волны, полученная по формуле (5) при $U = 0.115$ эВ, и аналогичная зависимость, соответствующая выражению (П.5) (кривая 2). Видно, что формы этих кривых качественно совпадают.

Интервал напряжений, при которых существуют гистерезис ВАХ (существование трех нулей функции $F(p)$) имеет следующие границы: $U_1 < U < U_2$, $U_1 = 2E_r$, $U_2 = 2E_r + 2\alpha b E_f$ (см. рис. 1). Исследуем поведение скорости V как функции U на этом интервале. Из выражения (6) легко показать, что внутри этого

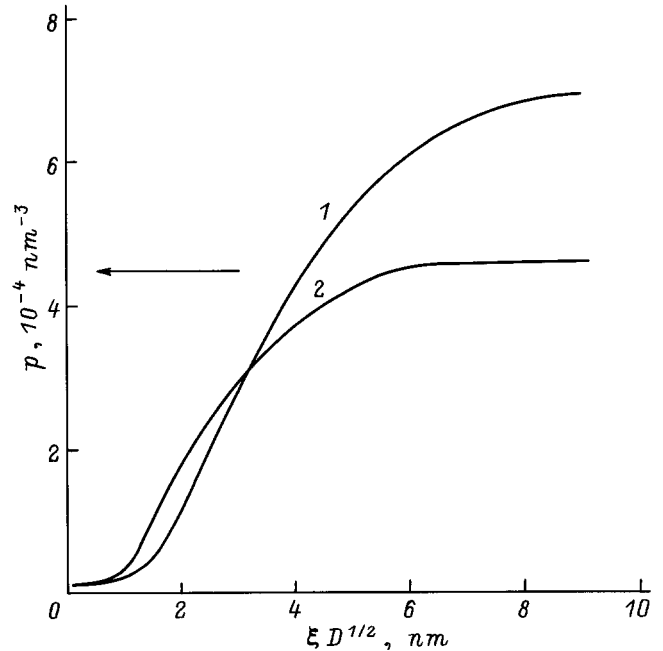


Рис. 6. Структура фронта волны при напряжении $U = 0.11$ эВ: 1 соответствует структуре фронта при точной функции F , 2 — кусочно-линейному приближению функции F . Стрелкой показано направление распространения волны.

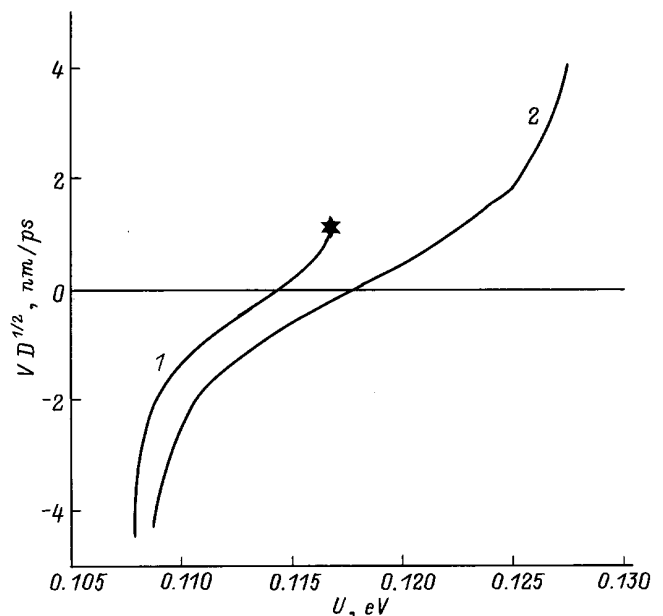


Рис. 7. Зависимость скорости волны от напряжения U : 1 соответствует точной функции F , 2 — кусочно-линейному приближению функции F .

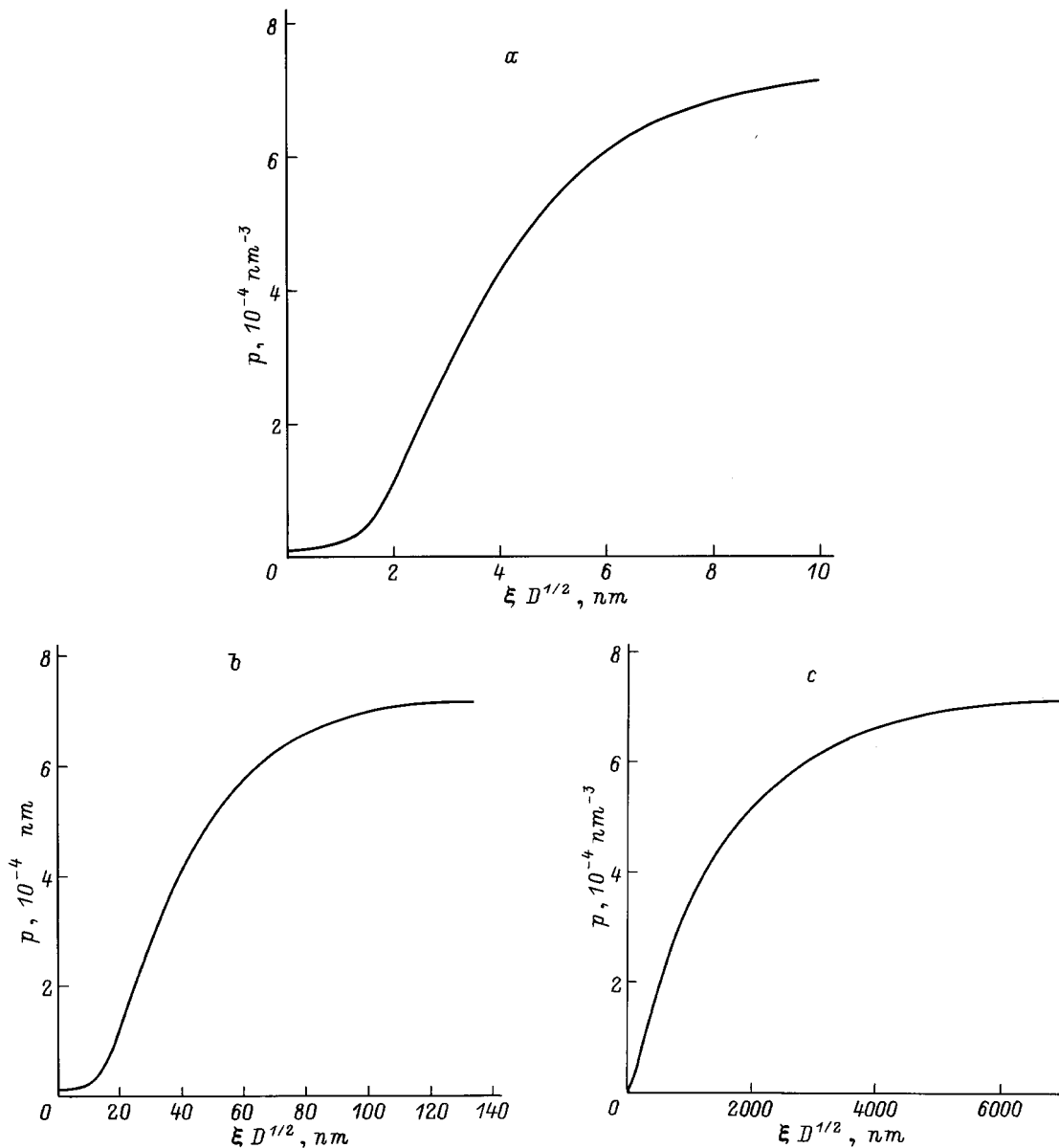


Рис. 8. Структура фронта волны при внешнем напряжении $U = 0.11$ эВ и различных температурах. T, K : $a — 10\ 000$, $b — 100$, $c — 1$.

интервала существует напряжение U_0 , при котором скорость распространения волны равна нулю. Величина U_0 определяется следующим выражением:

$$\frac{U_0}{2} = E_r + \frac{\alpha b E_f}{\sqrt{1 + \alpha b} + 1}.$$

В этом случае РТС находится в положении безразличного равновесия и переходной процесс отсутствует. При отклонении от значения U_0 скорость V становится нулевой. При $U > U_0$ скорость положительна и состояние с малым количеством электронов в яме распространяется по всему образцу. При $U < U_0$ скорость отрицательна и образец переходит в состояние, характеризуемое точкой A на рис. 1 (концентрация электронов в яме равна p_2). Зависимость скорости волны от напряжения дана на

рис. 7: кривая 1 определяется решением уравнения (6), а кривая 2 получена в результате численного решения задачи (2), (3) с функцией $F(p)$, определяемой формулой (П.5).

Из выражения (6) легко видеть, что на границах интервала напряжений существования гистерезиса ($U = U_1$ и $U = U_2$) скорость волны обращается в бесконечность. Из (5) следует, что длина фронта также расходится, однако время прохождения фронта волны, равное отношению этих величин, остается постоянным и составляет величину порядка времени выхода избыточных электронов из ямы (обратная ширина квазирезонансного уровня). Расходимость скорости на границах гистерезисной области связана с особенностью функции $F(p)$. Действительно, в случае, когда функция $F(p)$ непрерывна (см. [16],

где функция $F(p)$ задается кубическим полиномом¹), скорость волны ограничена внутри всей области гистерезиса.

При напряжениях вблизи левой границы гистерезиса $U \simeq U_1$ корневая особенность точной функции $F(p)$ хорошо описывается разрывом приближенной функции (линии 1 и 2 на рис. 5). В противоположность этому, при напряжениях вблизи верхней границы гистерезиса $U \simeq U_2$ наблюдается качественно иной характер стремления друг к другу нулей p_2 и p_3 точной и приближенной функции $F(p)$ (линии 3 и 4 на рис. 5). Соответствующим образом ведет себя и скорость волны как функция напряжения U . Вблизи нижней границы гистерезиса скорость, определенная как по точной, так и по приближенной функции $F(p)$, расходится (см. рис. 8). Вблизи верхней границы гистерезиса (для точной и приближенной функции $F(p)$ они различаются) поведение точной и приближенно определенной скорости принципиально различается — точно определенная скорость ограничена, а приближенная расходится.

Из этих результатов можно сделать вывод о том, что удобное для аналитического исследования кусочно-линейное приближение функции $F(p)$ адекватно описывает данный процесс только в области отрицательных значений скорости.

4. Предел низких температур

При выполнении неравенства $\alpha p_2/T \gg 1$ уравнение (2) приобретает следующий вид:

$$\frac{\alpha}{T} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(p \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) - V \frac{\partial p}{\partial \xi} + F(p) = 0. \quad (7)$$

Аналогичное по структуре уравнение описывает волну горения в веществе с нелинейной теплопроводностью [14].

Численное решение задачи (7), (3) представлено на рис. 8, а. Принципиальной отличительной чертой данного решения является его излом в передней точке фронта и отсутствие даже малого возмущения электронной системы перед фронтом бегущей волны. Формирование излома на фронте волны при переходе к пределу низких температур также показано на рис. 8, б, с кривыми, полученными в результате численного решения общей задачи (2), (3). Из приведенных зависимостей видно, что при уменьшении температуры возмущение электронной системы перед фронтом волны становится исчезающе малым, что обусловлено падением подвижности электронов.

Следует также отметить, что такой излом наблюдается как для положительных, так и для отрицательных

¹ В работе [16] функция $F(p)$ задана таким образом, что ее норма расходится вблизи границы гистерезиса. Для сопоставления скоростей необходимо предварительно перенормировать уравнение работы [16], аналогичное уравнению (2).

скоростей: в первом случае система переходит в нестационарное состояние из невозмущенного, а во втором — приходит за конечное время в состояние равновесия без характерной экспоненциальной во времени релаксации, наблюдаемой при однородном по Y распределении электронов [17].

Авторы благодарны В.Ф. Елесину за критические замечания, сделанные при обсуждении работы.

Работа выполнена в рамках программы "Физика твердотельных наноструктур" Министерства науки и технической политики РФ, проект N 1-092/4, а также при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований N 96-02-17363-а и Госкомвуза РФ по направлению "Молекулярная электроника и наноэлектроника" (проект 3-43).

Приложение

Стационарное, однородное по Y распределение плотности электронов P в потенциальном рельефе, изображенном на рис. 4, определяется из волновых функций электронов $\psi(X)$, которые описываются уравнением Шредингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dX^2} + V_0(X) \right] \psi_k(X) = E \psi_k(X) \quad (\text{П.1})$$

и соответствующими граничными условиями [17]

$$\left[\psi_k + \frac{1}{ik} \frac{d\psi_k}{dX} \right] \Big|_{X=-0} = 2A, \quad \left[\psi_k - \frac{1}{ik} \frac{d\psi_k}{dX} \right] \Big|_{X=L+0} = 0,$$

где

$$k = \sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2}}, \quad k_0 = \sqrt{\frac{2m^*E(E+U)}{\hbar^2}},$$

$$A = \sqrt{\frac{m^*T}{\pi\hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_f - E}{T} \right) \right]}$$

— амплитуда потока электронов из эмиттера, m^* — эффективная масса электрона, считающаяся постоянной по структуре, E — энергия электрона, $V_0(X)$ — потенциальный рельеф дна зоны проводимости, измененный внешним приложенным напряжением U и самосогласованным кулоновским потенциалом ϕ (см. рис. 4),

$$V_0(X) = \begin{cases} S\delta(X), & X \leq 0, \\ -U/2 + \phi, & 0 < X < L, \\ -U + S_1\delta(X-L), & L \leq X, \end{cases}$$

где $S_1 = S(1-U/U_b)$. Слагаемое в круглых скобках определяет эффективное изменение коллекторного барьера под действием приложенного электрического поля [18].

Плотность электронов $P(X)$ в структуре определяется из их волновых функций следующим выражением:

$$P(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_k(X)|^2 dk. \quad (\text{П.2})$$

После определения волновой функции электронов ψ_k из уравнения Шредингера (П.1) и подстановки ее в выражение (П.2) в пределе достаточно высоких барьеров и при температуре, существенно меньшей значения энергии Ферми E_f , концентрация электронов в центре ямы может быть определена по следующей формуле:

$$P_s = P(L/2) = \frac{\sqrt{E_r}}{\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{\Gamma_l}{\Gamma} (E_f - \lambda) \Theta(\lambda) \Theta(E_f - \lambda),$$

где $E_r = \hbar^2 \pi^2 / 2m^* L^2$ — положение квазирезонансного уровня относительно дна зоны проводимости области II, $\Gamma(p) = \Gamma_l + \Gamma_r$ — ширина квазирезонансного уровня,

$$\Gamma_l = E_r^{3/2} \frac{\hbar^2}{\pi m^* S^2} \sqrt{\lambda} \Theta(\lambda),$$

$$\Gamma_r = E_r^{3/2} \frac{\hbar^2 \sqrt{\lambda + U}}{\pi m^* S^2 (1 - U/U_b)^2} \Theta(\lambda + U),$$

величина S есть произведение высоты барьера U_b на его ширину, $\lambda = E_r - U/2 + \phi$, $\Theta(\lambda)$ — единичная функций Хевисайда. При вычислении этой величины было предположено, что барьеры достаточно высоки (см. приближение 1 разд. 2) и величина $|\psi_k(L/2)|^2$ как функция энергии вблизи E_r имеет вид лоренцевского пика, и учтено то обстоятельство, что вертикальное напряжение U достаточно велико, так что квазирезонансный уровень расположен выше энергии Ферми электронов в коллекторе, и концентрация электронов в области между барьерами создается только частицами, падающими на структуру из эмиттера (см. рис. 3).

Связь самосогласованного потенциала электронов ϕ с их концентрацией в области между барьерами определяется уравнением Пуассона вида

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2} = -\frac{4\pi e^2 p}{\varepsilon}, \quad (\text{П.3})$$

где e — заряд электрона, а ε — диэлектрическая проницаемость среды. Вторым слагаемым в левой части этой формулы можно пренебречь, поскольку характерная длина изменения потенциала вдоль латерального направления существенно превышает вертикальный размер системы — расстояние между барьерами (см. приближение 4 разд. 2).

Вследствие сильных эффектов экранирования (см. приближение 2) вне области II потенциал ϕ нескомпенсированного заряда полагается равным нулю, что определяет вид граничных условий:

$$\phi|_{X=0} = \phi|_{X=L} = 0.$$

Величина ϕ , определяемая уравнением (П.3), зависит от переменной X , однако в приближениях модели (см. приближение 3) заменяем его на следующую эффективную постоянную величину

$$\phi = \alpha p, \quad \alpha = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} \frac{\hbar^2}{2m^* E_r}. \quad (\text{П.4})$$

Поток избыточных электронов из области ямы $F(p)$ считаем пропорциональным ширине квазирезонансного уровня Γ и отклонению концентрации этих частиц от равновесной величины P_s , аналогично работе [4]:

$$F(p) = -\frac{\Gamma(p)}{\hbar} [p - P_s(p)]. \quad (\text{П.5})$$

Так же как и в работе [4], функция $F(p)$ вне области гистерезиса имеет один, а внутри — три нуля. Некоторое отличие выражения (П.5) от аналогичного в [4] обусловлено учетом в настоящей работе зависимости коэффициента прохождения от энергии налетающих частиц.

Для аналитического исследования поведения электронной плотности удобно заменить непрерывную функцию $F(p)$ кусочно-линейным приближением, предполагая, что ширина квазирезонансного уровня не зависит от энергии налетающих электронов E (функция $F(p)$ приобретает при этом вид, аналогичный [5]):

$$F(p) = -\frac{\Gamma(p=0)}{\hbar} [p - P_{1s}(p)], \quad (\text{П.6})$$

$$P_{1s} = \frac{\sqrt{E_r}}{\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_f - \lambda) \Xi \Theta(\lambda) \Theta(E_f - \lambda),$$

где $\Xi = \Gamma_l / \Gamma$. В настоящей работе величина Ξ полагается равной 0.1 (при этом значении достигается наилучшее совпадение результатов решения точной задачи и ее приближенного аналога).

Отметим, однако, существенное расхождение результатов [5] и настоящей работы в той части, которая определяет устойчивость во времени однородных стационарных решений, описываемых условием $F(p) = 0$. В настоящей работе, так же как и в [12], два из трех решений устойчивы, а третье (промежуточное) — неустойчиво. Это следует из нестационарного, однородного в латеральном направлении уравнения (1). В противоположность этому результату в работе [5] утверждается неустойчивость двух из трех решений. Расхождение обусловлено тем, что авторы [5] имитируют временную эволюцию системы некоторым интерационным процессом, что дает результаты, отличные от уравнения (1).

Список литературы

- [1] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **22**, 562 (1973).
- [2] L.L. Chang, L. Esaki, R. Tsu. Appl. Phys. Lett., **24**, 593 (1974).
- [3] T.C.L.G. Sollner, W.D. Goodhue, R.E. Tannerwald, C.D. Parker, D.D. Peck. Appl. Phys. Lett., **43**, 588 (1983).
- [4] F.W. Sheard, G.A. Toombs. Appl. Phys. Lett., **52**, 1228 (1988).
- [5] Jun Zang, J.L. Birman. Phys. Rev. B, **46**, 5020 (1992).
- [6] K.L. Jensen, F.A. Buot. Phys. Rev. Lett., **66**, 1078 (1991).
- [7] H.C.Liu, T.C.L.G. Sollner. In: *Semiconductors and Semimetals* (1994) v. 41, p. 359.
- [8] S.A. Mikhailov, V.A. Volkov. Phys. Rev. B, **52**, 17260 (1995).
- [9] В.Ф. Елесин, О.А. Винокуров, В.Е. Кондрашов, А.И. Подливаев, Б.Н. Шамраев. ФТП, **29**, 83 (1995).
- [10] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган. *Задачи по квантовой механике* (М., Наука, 1981).
- [11] A. Haque, A.N. Khondker. Phys. Rev., B, **52**, 11 193 (1995).

- [12] В.Ф. Елесин, Ю.В. Копаев. УФН, **133**, 259 (1981).
- [13] А.Вл. Гуревич, Р.Г. Минц. УФН, **142**, 61 (1984).
- [14] Я.Б. Зельдович, В.Б. Либрович, Г.И. Баренблатт, Г.М. Махвиладзе. *Математическая теория горения и взрыва* (М., Наука, 1974).
- [15] M.C. Gross, P.C. Hohenberg. Rev. Mod. Phys., **65**, 851 (1993).
- [16] E. Ben-Jacob, et al. Physica, **14D**, 398 (1985).
- [17] W.R. Frensley. Rev. Mod. Phys., **62**, 745 (1990).
- [18] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. ФТП, **28**, 954 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

Lateral running wave as a possible form of transition process in resonant-tunneling diode

D.V. Melnikov, A.I. Podlivaev

Moscow State Engineering Physics Institute
(Technical University),
115409 Moscow, Russia

Abstract The time evolution of characteristics of the resonant-tunneling structure that has an initial non-uniform state in the lateral direction is investigated. It is shown that the transition of electronic system from one steady phase to other is possible in the vertical voltage region, where the current-voltage curve of the structure has a hysteresis loop. In this case the transition is realized in a form of running wave and one steady phase is absorbed by the other. Velocity of this wave is determined. It is shown, that there is a voltage when the velocity is equal to zero, and steady coexistence of two phases is possible.

E-mail: mel@supercon.mephi.ru