

УДК 621.315.592

## ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ПО ПРИМЕСЯМ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

И. П. Звягин, В. Ван

*(кафедра физики полупроводников)*

Найдена частотная зависимость фоновой составляющей прыжковой проводимости на переменном токе, связанной с переходами между электронными состояниями на примесях в квантовой яме. Показано, что поперечное электрическое поле может приводить к существенному уменьшению проводимости.

### 1. Введение

Как известно [1], одна из особенностей состояний электронов, локализованных на примесях в узком слое полупроводника, отвечающего двумерной потенциальной яме, состоит в том, что как энергии состояний, так и радиусы локализации могут зависеть от положения примеси в яме в условиях, когда ширина ямы  $L$  сравнима с радиусом локализации. Это обусловлено модификацией электронных состояний из-за близости к границам ямы. Соответственно наряду с обычным уширением примесной зоны за счет случайного поля возникает дополнительное уширение, связанное с зависимостью энергий локализованных состояний от положения центров в яме (уширение за счет «позиционного беспорядка»). В дальнейшем мы рассмотрим именно эффекты позиционного беспорядка, считая, что связанное с ним уширение примесной зоны превосходит размытие уровня за счет случайного поля.

Ясно, что размытие примесной зоны может оказывать влияние на электронные процессы, обусловленные переходами с участием локализованных состояний. Так, в спектрах оптического поглощения может возникать структура, связанная с переходами из валентной зоны на примесные уровни [1]. Температурная зависимость прыжковой проводимости на постоянном токе, обусловленная туннелированием электронов между локализованными состояниями на примесях в узкой квантовой яме, вообще говоря, также изменяется при наличии указанного выше размытия, и появляется зависимость параметра Мотта от ширины ямы [2].

Изучение прыжковых процессов на переменном токе представляет интерес по ряду причин. Во-первых, величина проводимости на переменном токе при низких температурах существенно больше, чем на постоянном токе. Во-вторых, в этом случае возможны измерения проводимости поперек слоя. Мы покажем, что при этом приложение управляющего постоянного поперечного электрического поля может приводить к существенному изменению проводимости.

### 2. Частотная зависимость проводимости

Найдем вначале изменение прыжковой проводимости на переменном токе вследствие модификации электронных состояний на примесях в квантовой яме в отсутствие постоянного управляющего электрического поля. Рассмотрим стандартную модель квантовой ямы [1], выберем ось  $Oz$  перпендикулярной к плоскости ямы и обозначим шири-

ну ямы через  $L$ . Пусть энергия основного состояния электрона на примесном центре равна  $E_i(z)$ . Особенности электронного энергетического спектра рассматриваемой системы схематически показаны на рис. 1

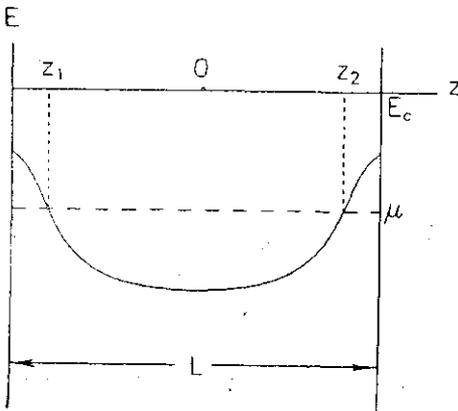


Рис. 1. Энергетическая диаграмма для узкой потенциальной ямы с примесями

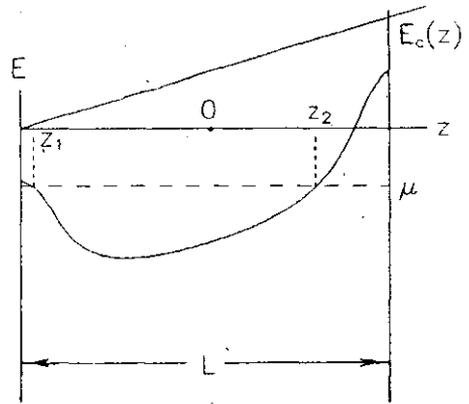


Рис. 2. Энергетическая диаграмма для узкой потенциальной ямы с примесями в сильном поперечном электрическом поле

(для узких ям изгибом зон, связанным с объемным зарядом, можно пренебречь). Как и в [2], мы ограничимся случаем компенсированного материала, когда уровень Ферми  $\mu$  расположен в примесной зоне, и низких температур, когда проводимость определяется переходами между состояниями с энергиями, близкими к уровню Ферми. Из рис. 1 видно, что в этом случае пространственное положение точек локализации этих состояний ограничено узкими областями около плоскостей  $z_{1,2} = \pm z_n$ , причем точки  $z_{1,2}$  определяются условием  $E_i(z_{1,2}) = \mu$ . Положение точек  $z_{1,2}$  зависит от степени компенсации  $K$ ; действительно,  $K = NL/N_a = 2z_n/L$ , где  $N$  — объемная концентрация примесных центров (для определенности — доноров) в яме, а  $N_a$  — число акцепторов (в яме и вне ее), приходящееся на единицу площади.

В широкой области частот прыжковую проводимость  $\sigma(\omega)$  можно вычислять на основе парного приближения, в рамках которого ее вещественная часть дается выражением, аналогичным полученному для трехмерной системы [3, 4]:

$$\text{Re } \sigma(\omega) = \frac{e^2 N^2}{4kTS} S_{\perp} \iint d\mathbf{R}_a d\mathbf{R}_b (\mathbf{R}_a \mathbf{e}) \frac{\Psi(E_a, E_b, \mathbf{R}_{ab}) F(E_a, E_b)}{\text{ch}((E_a - E_b)/2kT)} \times \\ \times \frac{\omega^2 \tau_{ab}}{1 + \omega^2 \tau_{ab}^2} \Theta(\mathbf{R}_a \mathbf{e} - q) \Theta(q - \mathbf{R}_b \mathbf{e}), \quad (1)$$

где  $S_{\perp}$  — площадь сечения образца, перпендикулярного переменному полю,  $\mathbf{R}_a, \mathbf{R}_b$  — радиус-векторы центров рассматриваемой пары (ступенчатые функции указывают на то, что центры расположены по разные стороны от плоскости  $\mathbf{R} \mathbf{e} = q$ ),  $\mathbf{e}$  — единичный вектор в направлении переменного электрического поля,  $\mathbf{R}_{ab} = \mathbf{R}_a - \mathbf{R}_b$ ,  $E_a$  и  $E_b$  — энергии центров, связанные с их координатами  $z_a$  и  $z_b$  соотношением  $E_{a,b} = E_i(z_{a,b})$ ,  $\Psi(E_a, E_b, \mathbf{R}_{ab})$  — функция квантовой корреляции уровней,  $F(E_a, E_b) = f(E_a)[1 - f(E_b)] + f(E_b)[1 - f(E_a)]$ , а  $f(E)$  — равновесная вероятность заполнения центра. Время релаксации в паре  $\tau_{ab}$  определяется выражением

$$\tau_{ab}^{-1} = \Gamma_{ab} \{ [f(E_a)(1-f(E_b))]^{-1} + [f(E_b)(1-f(E_a))]^{-1} \}, \quad (2)$$

где  $\Gamma_{ab}$  есть темп переходов между центрами пары  $a$  и  $b$ ,

$$\Gamma_{ab} = \Gamma_0 \exp \left\{ -\frac{2R_{ab}}{\lambda^*} - \frac{|E_a - \mu| + |E_b - \mu| + |E_a - E_b|}{2kT} \right\}, \quad (3)$$

$\Gamma_0$  — предэкспоненциальный множитель, слабо зависящий от энергий и координат центров, а  $\lambda^*$  — больший из радиусов локализации состояний  $a$  и  $b$ . Нетрудно показать [2], что, когда характерная длина прыжка  $R_h$  велика по сравнению с шириной ямы, расчет проводимости существенно упрощается, поскольку в матричных элементах перехода между локализованными состояниями величину  $R_{ab}$  можно заменить на  $\rho_{ab}$  — расстояние между центрами в плоскости слоя. При этом основной экспоненциальный множитель в выражении для  $\tau_{ab}$  имеет вид  $\tau_{ab} = \tau_0 \exp(-2\rho_{ab}/\lambda^*)$ . При  $R_h \gg \lambda^*$  обычно можно пренебречь и квантовой корреляцией уровней, полагая  $\Psi(E_a, E_b, \rho_{ab}) \approx 1$  [5].

Рассмотрим сначала случай, когда направление напряженности электрического поля перпендикулярно к оси  $Oz$  (продольная проводимость). Поскольку множитель  $\omega^2 \tau_{ab} / (1 + \omega^2 \tau_{ab}^2)$ , рассматриваемый как функция  $\rho_{ab}$ , имеет резкий пик при  $\rho_{ab} = \rho_\omega$ , где величина  $\rho_\omega$  определяется соотношением  $\omega \tau(\rho_{ab}) = 1$ , нетрудно приближенно вычислить интеграл (1). В результате получаем

$$\text{Re } \sigma_l(\omega) = \frac{\pi^2 e^2 N^2}{32} C(T) \omega \ln^2(1/\omega \tau_0), \quad (4)$$

где

$$C(T) = \frac{1}{kT} \int_{-L/2}^{\bar{z}} dz_a \int_{\bar{z}}^{L/2} dz_b (\lambda^*)^3 \frac{F(E_a, E_b)}{\text{ch}^2((E_a - E_b)/2kT)}. \quad (5)$$

В рассматриваемом случае интегрирование по  $z_a$  и  $z_b$  можно заменить на интегрирование по  $\Delta = E_b - E_a$  и  $u = (E_a + E_b)/2$ . Нетрудно убедиться в том, что основной вклад в проводимость дают значения  $\Delta \leq kT$  и  $(u - \mu) \leq kT$ , т. е. проводимость в основном определяется переходами между состояниями, лежащими вблизи уровня Ферми в слое ширины порядка  $kT$ . Соответственно при выполнении условий  $kT \ll \ll (E(0) - E(L/2))$ , когда  $kT$  много меньше ширины зоны примесных состояний, можно считать радиус локализации  $\lambda^*$  и величину  $dE/dz$ , непосредственно связанную с плотностью состояний [1, 2], постоянными, и мы получаем

$$C(T) = \pi^2 \lambda_\mu^3 (dE_i(z)/dz)_{z=z_\mu}^{-2} kT. \quad (6)$$

Выражение для поперечной проводимости (в направлении оси  $Oz$ ) отличается от (4) тем, что в нем  $\rho_\omega = \lambda_\mu \ln(1/\omega \tau_0)$  заменяется на  $2z_\mu$  (последняя величина есть проекция вектора  $R_{ab}$  на ось  $Oz$  для переходов, дающих основной вклад в проводимость). Анизотропия проводимости описывается выражением

$$\frac{\text{Re } \sigma_l(\omega)}{\text{Re } \sigma_{tr}(\omega)} = (a/2z_\mu) \ln^2(1/\omega \tau_0),$$

т. е. анизотропия велика (при  $\rho_\omega \gg L$ ) и слабо зависит от частоты.

Как и для трехмерных систем, учет кулоновского взаимодействия между электронами при двукратном заполнении пар близких центров приводит к уменьшению среднего числа двукратно заполненных пар и

к увеличению проводимости за счет возрастания числа однократно заполненных пар, дающих вклад в проводимость. В рамках модели Хаббарда это взаимодействие нетрудно учесть (ср. с [6]); этот учет приближенно сводится к замене  $kT$  на  $[kT + (8\sqrt{2}e^2/(\pi^2\varepsilon\lambda_n)) \ln^{-1}(1/\omega\tau_0)]$ . Таким образом, при учете межэлектронного взаимодействия частотная зависимость проводимости изменяется мало, однако при низких температурах, когда  $kT \ll e^2[\varepsilon\lambda_n \ln(1/(\omega\tau_0))]^{-1}$ , температурная зависимость становится слабой.

Таким образом, частотная зависимость прыжковой проводимости по примесям в узкой потенциальной яме (или в сверхрешетке) в основном аналогична соответствующей зависимости для трехмерных систем [4] и неплохо описывается степенным законом  $\text{Re } \sigma(\omega) = A\omega^s$ , где  $A$  — постоянная, а показатель  $s$  меньше единицы; в рассматриваемом случае значения  $s$  несколько отличаются для продольной и поперечной проводимости. Температурная зависимость проводимости на переменном токе также аналогична соответствующей зависимости для трехмерных систем.

### 3. Влияние поперечного постоянного электрического поля на прыжковую проводимость

Существенные особенности рассматриваемой системы, связанные с эффектом квантового ограничения, проявляются через зависимость проводимости от радиуса локализации и от плотности состояний (см. (6)). При заданной степени компенсации это приводит к зависимости проводимости от размеров системы, причем проводимость возрастает с увеличением  $L$ , поскольку, как отмечалось в [2], основную роль играет увеличение плотности состояний на уровне Ферми.

Сдвиг точек  $\pm z_n$  относительно границ ямы можно осуществить, не только меняя степень компенсации, но и прикладывая поперечное внешнее постоянное напряжение смещения к структуре диэлектрик—полупроводник—диэлектрик или к многослойной структуре из чередующихся полупроводниковых слоев с разными значениями ширины запрещенной зоны. Схема энергетических уровней во внешнем поле показана на рис. 2. Основной вклад в проводимость дают переходы между примесными центрами, лежащими вблизи плоскостей  $z = z_{1,2}$ ; положение этих плоскостей определяется условиями

$$E_i(z_{1,2}) + e\mathcal{E}_t z_{1,2} = \mu, \quad z_1 + z_2 = KL, \quad (7)$$

где  $\mathcal{E}_t$  — напряженность поперечного поля. При возрастании  $\mathcal{E}_t$  точка  $z_1$  сдвигается к границе ямы и при

$$\mathcal{E}_t = \mathcal{E}_{\text{crit}} = \{E_i(L/2) - E_i[(1-K)L]\} / [e(1-K)L]$$

достигает ее. При больших полях смещения уравнение (7) имеет лишь одно решение  $z_2$ , и все центры, переходы между которыми определяют проводимость, оказываются лежащими в узкой области вблизи плоскости  $z = z^2$ . Это приводит к резкому изменению кинетических свойств системы, причем особенно существенно меняется поперечная проводимость на переменном токе. Действительно, нетрудно оценить соответствующее уменьшение величины  $\text{Re } \sigma_{tr}$  в сильном поле; оно порядка  $(dE_i(z)/dz)_{z=L/2} L/kT$ . Можно ожидать, что и продольная прыжковая проводимость на переменном токе, и прыжковая проводимость на постоянном токе также будут уменьшаться, хотя максимальная величина эффекта должна быть существенно меньшей — проводимость умень-

шается примерно вдвое просто за счет подавления переходов, для которых проекция вектора  $R_{ab}$  на ось  $Oz$  порядка  $L$ .

Оценим напряженность поля  $\mathcal{E}_c$ . Полагая для  $L=5$  нм,  $[E_i(L/2) - E_i(z_0)] = 0,01$  эВ, мы находим  $\mathcal{E}_c = 2 \cdot 10^4$  В/см. В сильных полях проводимость опять начинает возрастать за счет роста концентрации свободных электронов в зоне проводимости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bastard G. // Phys. Rev. 1981. **B24**. P. 4714.
2. Keiper R., Wang W., Zvyagin I. P. // Phys. Stat. Solidi (b). 1996. **193**. P. 113.
3. Miller A., Abrahams E. // Phys. Rev. 1960. **120**. P. 745.
4. Звягин И. П. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М., 1984.
5. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982.
6. Efros A. L. // Phys. Mag. 1981. **B43**. P. 829.

Поступила в редакцию  
14.02.96

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 6

УДК 621.382

### НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН С $p-n$ ПЕРЕХОДАМИ

О. Г. Кошелев, В. А. Морозова

(кафедра физики полупроводников)

Предложен новый метод определения диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей заряда в пластинах с  $p-n$  переходами. Неравновесные носители заряда возбуждаются двумя модулированными одной частотой световыми потоками, один из которых поглощается слабо, а другой — сильно. Условия модуляции этих потоков выбираются такими, чтобы суммарное переменное напряжение на  $p-n$  переходе обращалось в нуль. Диффузионная длина определяется по отношению интенсивностей потоков света, время жизни — по частотной зависимости этого отношения либо по сдвигу фаз между модуляциями. Численные расчеты показали применимость метода к кремниевым фотопреобразователям солнечной энергии. Обсуждаются преимущества метода.

Эффективность фотопреобразователей (ФП) солнечной энергии определяется прежде всего фотоэлектрическими параметрами базовой области  $p-n$  структур — диффузионной длиной ( $L$ ) и временем жизни ( $\tau$ ) неосновных носителей заряда (ННЗ). Обзор различных методов определения этих параметров приведен в работе [1]. Важное место среди них занимают методы, основанные на определении значения коэффициента собирания ( $Q$ ) и его спектральной зависимости по измерениям фототока короткого замыкания. Такие измерения позволяют вычислить  $L$  по формулам, приведенным в [2], а затем вычислить  $\tau$  из соотношения  $\tau = L^2/D$ , где  $D$  — коэффициент диффузии ННЗ. Преимуществом таких методов по сравнению с методами, основанными на инжекции током, является возможность контроля однородности ФП по  $L$  в плоскости, параллельной  $p-n$  переходу (путем сканирования его поверхности сфокусированным лучом света).

Для измерения  $Q$  при низких уровнях инжекции достаточно использовать один источник света — монохроматор [3]. Однако освещенность, создаваемая монохроматором, на несколько порядков ниже, чем у Солнца, а величина  $L$  может заметно зависеть от освещенности. Для