

ВОЛЬТ-ФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХРЕШЕТОК

В. Я. Алешкин, Б. Н. Звонков, Е. Р. Линькова,
А. В. Мурель, Ю. А. Романов

Институт прикладной физики Российской академии наук, 603600, Нижний Новгород, Россия
(Получена 30 ноября 1992 г. Принята к печати 10 декабря 1992 г.)

Исследованы вольт-фарадные характеристики (ВФХ) контакта Шоттки к структуре, содержащей периодическую последовательность квантовых ям, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами. Обнаружено, что зависимость емкости от напряжения при низких температурах имеет ступенчатый вид с постоянным скачком обратной емкости. Предложен метод нахождения поверхностной концентрации электронов в квантовых ямах из ВФХ. Показано, что проникновение электрического поля из барьера Шоттки в структуру может иметь осцилляторную зависимость от координаты.

Исследование вольт-фарадных характеристик (ВФХ), т. е. $C-V$ -метод, широко используется для определения концентрационных профилей в полупроводниковых структурах [1], разрывов границ энергетических зон на изотипном гетеропереходе [2–5]. В [6] было предложено использовать этот метод и для определения параметров квантовой ямы, образованной двумя резкими гетеропереходами.

Настоящая работа посвящена исследованию ВФХ сверхрешеток (СР), состоящих из периодической последовательности квантовых ям (КЯ), разделенных туннельно-непрозрачными барьерами. Барьеры считаются достаточно тонкими, так что все электроны из них переходят в квантовые ямы. Показано, что ВФХ СР при низких температурах имеет ступенчатый вид с постоянным скачком функции $1/C$ — обратной емкости. Причина такой зависимости — скачкообразное (на величину периода СР) изменение глубины проникновения внешнего электрического поля при освобождении от электронов очередной КЯ. Предложен метод нахождения поверхностной концентрации свободных носителей заряда в квантовых ямах из ВФХ СР.

Теория

Рассмотрим емкость, образованную контактом Шоттки единичной площади, выращенным на поверхности СР. Она определяется выражением

$$C = \frac{dQ}{dV}, \quad (1)$$

где Q — заряд в полупроводнике, $V+V_0$ — падение напряжения на нем, V_0 — напряжение плоских зон. Для простоты будем считать СР симметричной относительно отражения в плоскости, проходящей через середину КЯ, температуру — равной нулю, легирующую примесь — полностью ионизованной, концентрацию электронов — не очень высокой, так что электроны заселяют лишь первую подзону размерного квантования КЯ. Будем полагать также, что прикладываемое к СР напряжение не влияет на изменение волновых функций электронов, изменяя лишь собственные значения их энергии. Систему координат выберем

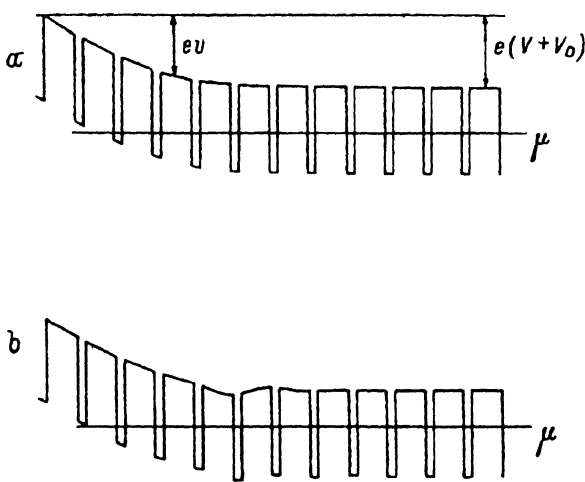


Рис. 1. Зависимость потенциальной энергии дырок от координаты для $\epsilon > 0$ (а) и $\epsilon < 0$ (б). μ — химический потенциал.

так, чтобы середины КЯ были расположены при $x = xd$, $k = 0, 1, 2, 3, \dots, d$ — период СР (нулевая КЯ — самая близкая к поверхности). В этом случае распределение потенциала в интервале $d(k-1/2) \leq x \leq d(k+1/2)$ определяется уравнением Пуассона

$$\frac{d}{dx} \left(x \frac{d\varphi}{dx} \right) = -4\pi eN_0 \left\{ \xi(x) - \left[1 + \frac{eW(k)}{\mu} \right] \eta(x - kd) \theta(x - x_1) \right\}, \quad (2)$$

где $x = x_{1, 2}$ — диэлектрические проницаемости кристаллической решетки КЯ и барьеров соответственно, $-e$ — заряд электрона, $eN_0\xi(x)$ — плотность заряда доноров, N_0 — поверхностная концентрация электронов на периоде СР, $\eta(x - kd)$ — квадрат волновой функции электрона, локализованного в k -й ячейке СР, $eW(k)$ — изменение энергии этого электрона под действием внешнего поля:

$$W(k) = \int_{kd-d/2}^{kd+d/2} \eta(x - kd) [\varphi(x) - \varphi_0(x)] dx, \quad (3)$$

$\varphi_0(x)$ — потенциал в отсутствие внешнего электрического поля, μ — химический потенциал, отсчитанный от дна нижней подзоны размерного квантования в глубине СР, где внешнее поле отсутствует, $x_1 = (n-1/2)d$, nd — координата середины первой от поверхности СР КЯ, в которой еще есть электроны (следовательно, x_1 — координата середины предшествующего ей барьера), n — функция напряжения на СР, подлежащая определению.

Представим падение напряжения на СР в виде суммы $V + V_0 = v + u$ (рис. 1), где v — падение напряжения между барьером Шоттки $x = x_s$ и $x = x_1$, u — падение напряжения на остальной части СР. Емкость C представим в виде двух последовательно соединенных емкостей — $C_1(n)$ и C' , так что

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1(n)} + \frac{1}{C'}, \quad \frac{1}{C_1(n)} = \frac{dv}{dQ}, \quad \frac{1}{C'} = \frac{du}{dQ}. \quad (4)$$

Емкость C_1 , имеющая смысл емкости свободного от электронов пространства между барьером Шоттки и серединой n -го барьера, легко находится (C

точностью до не известной пока величины n) из решения уравнения (2) в области $x_2 \leq x \leq x_1$:

$$C_1(n) = \frac{1}{4\pi(n\sigma(d) - \sigma(d/2) - \sigma(x_2))}, \quad \sigma(x) = \int_0^x \frac{dy}{\kappa(y)}. \quad (5)$$

Найдем теперь емкость C' . Выражение (2) — линейное уравнение (специфика полностью вырожденного двумерного электронного газа с параболическим законом дисперсии), инвариантное по отношению к трансляции на период CP . Поэтому его частные решения можно выбрать в виде

$$\varphi(x) = u_\lambda(x) \exp(\lambda x), \quad (6)$$

где $u_\lambda(x+d) = u_\lambda(x)$ — периодическая функция, λ — константа. Непосредственное интегрирование уравнения (5), приводит к соотношению

$$\left| \frac{\varphi(nd - d/2)}{d\varphi(nd - d/2)} \right| = M \left| \frac{\varphi(nd + d/2)}{d\varphi(nd + d/2)} \right|, \quad (7)$$

где

$$M = \begin{vmatrix} 1 + \beta & -2\kappa_2(1 + \beta/2)\sigma(d/2) \\ -\frac{\beta}{\kappa_2\sigma(d/2)} & (1 + \beta) \end{vmatrix}, \quad (8)$$

$$\beta = \alpha(1 - 2\alpha I)^{-1}, \quad \alpha = 4me^2\sigma(d/2)/\hbar^2 = 2[d_w + (d - d_w)\kappa_1/\kappa_2]/\alpha_B,$$

$$I = -2 \int_{-d/2}^{d/2} dx \eta(x) \sigma(x), \quad \int_x^{d/2} d\eta(y) / \sigma(d/2) > 0, \quad \alpha_B = \hbar^2 \kappa_1 / (me^2)$$

боровский радиус мелкого донора, m — масса электрона вдоль КЯ, d_w — ширина последней. Условие разрешимости системы уравнений (7) при подстановке в нее решений (6) дает соотношение, определяющее два значения λ ,

$$\exp(\lambda_{1,2}d) = \varepsilon_{1,2}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1,2} &= \varepsilon_{2,1}^{-1} = \frac{1}{2} [\text{Sp}(M) \pm \sqrt{\text{Sp}(M)^2 - 4 \det(M)}] = \\ &= (1 + \beta) \pm \sqrt{(1 + \beta)^2 - 1} \end{aligned} \quad (10)$$

— собственные значения матрицы M . Для рассматриваемого нами случая симметричной CP ($\det M = 1$) из (9), (10) имеем

$$\lambda_1 = -\lambda_2, \quad \text{ch}(\lambda d) = 1 + \beta. \quad (11)$$

Из (11) видно, что следует различать три случая: 1) $\beta > 0$, 2) $\beta < -2$, 3) $-2 < \beta < 0$. В первом случае λ — вещественное значение ($\varepsilon_{1,2} > 0$), поэтому внешнее поле монотонно убывает в глубь полупроводника (рис. 1, а). Во втором случае λ — комплексное ($\varepsilon_{1,2} < 0$) и внешнее поле убывает в глубь полупроводника, осциллируя (рис. 1, б). В третьем случае λ — чистое мнимое, что соответствует чисто осцилляторному незатухающему поведению поля в CP . Можно показать, что для симметричной CP $I = 1/2$ и третий случай не реализуется, поскольку из

определения β следует, что β не может принимать значений в интервале $(-1/\beta)$. Поэтому мы не будем рассматривать его в дальнейшем.

Для собственных векторов матрицы M справедливо соотношение

$$\frac{d\varphi(nd - d/2)}{dx} = \frac{\beta\varphi(nd - d/2)}{\kappa_2\sigma(d/2)[1 + \beta - \varepsilon]} \quad (12)$$

Поскольку $4\pi\Delta Q = \kappa_2\Delta\varphi'(nd - d/2)$ и $\Delta u = \Delta\varphi(nd - d/2)$, из (8) получаем

$$C' = \frac{\beta}{4\pi\sigma(d/2)[1 + \beta - \varepsilon]} \quad (13)$$

Отметим, что C' не зависит от u . Причина этого заключается в линейности уравнения (2). Итак, в интервалах напряжений, в которых не происходит полного опустошения какой-либо КЯ, емкости C_1 и C' не изменяются, поэтому постоянна и полная емкость структуры. При напряжениях, которые соответствуют опустошению очередной КЯ, x_1 скачком изменяется на d . В результате этого значения $1/C_1$, а следовательно, и $1/C$ увеличиваются на $1/C_d \equiv 4\pi\sigma(d)$. C_d имеет смысл емкости периода СР, свободного от электронов.

Определим величину $V(n)$, при которой происходит опустошение n -й квантовой ямы и возникает соответствующий скачок емкости. При изменении напряжения от $V(n-1)$ до $V(n)$ заряд полупроводника изменяется на eN_0 . Поэтому, согласно (1),

$$eN_0 = \int_{V(n-1)}^{V(n)} C dV = [V(n) - V(n-1)] \frac{C_1(n) C'}{C_1(n) + C'} \quad (14)$$

Равенством (14) определяется «длина» по напряжению n -го плато емкости, что позволяет найти N_0 — поверхностную концентрацию электронов на периоде СР. Отметим, что длина плато для напряжения u

$$\Delta u = (1 - 1/\varepsilon)\mu \quad (15)$$

не зависит от номера n . Используя (4) и (5), из (14) находим

$$V(n) = n\Delta V + 2\pi\sigma(d) eN_0 n(n+1) + V(0), \quad (16)$$

где $\Delta V = eN_0 [1/C' - 4\pi\sigma(x_s) - 4\pi\sigma(d/2)]$, $V(0)$ — напряжение, при котором опустошается самая близкая к контакту Шоттки квантовая яма.

В соответствии с полученными результатами емкость СР можно представить в виде эквивалентной схемы, изображенной на рис. 2, где введены следующие дополнительные обозначения: $C(n) = e^2 G_n(\mu) [0.5\alpha + 1 - I + \sqrt{\alpha^2 + 2\alpha(1 - I)}]^{-1}$ — емкость n -й КЯ; $G_n(\mu) = m\theta(\mu - E_n)/\pi\hbar^2$ — плотность электронных состояний на уровне Ферми в ней, E_n — положение дна соответствующей подзоны размерного квантования, $C_0 \equiv C_1(0) = -1/4\pi[\sigma(d/2) + \sigma(x_s)]$. Емкость участка цепи, включающего в себя любую $C(n) \neq 0$ и ниже расположенные емкости, равна C' . При напряжении $V(n)$ опустошается n -я КЯ, химический потенциал принимает значение $\mu = E_n$, $C(n)$ зануляется и к C_0 последовательно добавляется очередная емкость C_d .

Обсудим теперь условия экспериментального наблюдения ступеней на зависимости $C(V)$. При температуре, отличной от нуля, опустошение КЯ происходит не резко, как при $T=0$, а на интервале напряжений $\Delta u \sim T/e$. К размытию скачка емкости приводят и «хвосты» плотности электронных состояний КЯ, но для них $\Delta u \sim \gamma/e$, где γ — характерный энергетический масштаб хвоста.

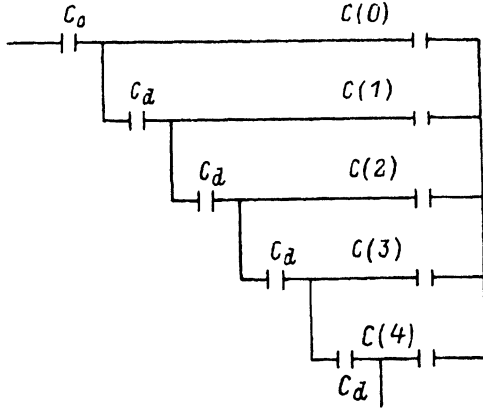


Рис. 2. Эквивалентная схема контакта Шоттки к сверхрешетке.

Очевидно, что для существования ступеней на зависимости $C(V)$ необходимо, чтобы их длина Δu_n была больше их размытия, т. е., согласно (15), $N_0 > > e\Delta u n / \pi \hbar^2 (1 - 1/\epsilon)$. Следовательно, поверхностная концентрация электронов в КЯ должна быть достаточно большой.

Эксперимент и обсуждение

На рис. 3 приведена зависимость $1/C(V)$, измеренная на структуре GaAs/In_{0.35}Ga_{0.65}As при трех различных температурах. Структура, на которой производились измерения, была выращена методом МОС гидридной эпитаксии на подложке *n*-GaAs ($n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 300 мкм и состояла из буфера (1400 х) и шести КЯ In_{0.35}Ga_{0.65}As шириной 50 х, разделенных барьерами GaAs

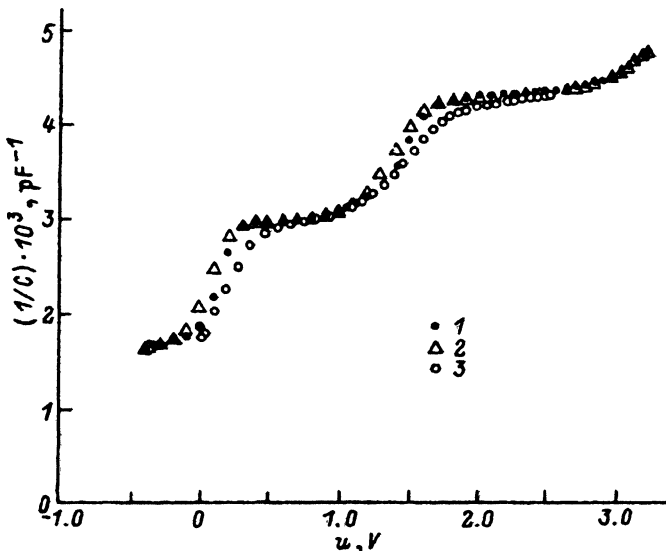


Рис. 3. Зависимость обратной емкости от напряжения на структуре, содержащей шесть КЯ In_{0.35}Ga_{0.65}As толщиной 50 х, разделенных барьерами из GaAs (250 х) при $T, \text{ K}$: 1 — 4.2, 2 — 77, 3 — 300.

(250 х). Структура оканчивалась барьером GaAs толщиной 310 х. Все выращенные слои легировались Si до концентрации $\sim 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В качестве контакта Шоттки использовался напыленный алюминиевый круг диаметром 500 мкм. Второй контакт получался нанесением на подложку индий-галлиевой пасты. Измерения емкости проводились на частоте 1 МГц C , R , L -измерителем E7-12 с уровнем сигнала 20 мВ.

На рис. 3 хорошо видны ступени зависимости $1/C(V)$, соответствующие 0, 1, 2 квантовым ямам, которые становятся все более резкими при понижении температуры. Однако даже при $T=4.2 \text{ К}$ ширина «скачка» емкости остается достаточной большой. Из сказанного выше следует, что эта ширина обусловлена хвостами плотности состояний в КЯ.

Строго говоря, исследуемый образец не представляет собой СР, так как толщина области пространственного заряда около одиночной КЯ с этими параметрами $2 \cdot 10^3 \text{ х}$, т. е. порядка толщины в нем области с квантовыми ямами. Однако в этой структуре $a_b \approx 100 \text{ х}$ ($m \approx 0.068 m_0$ вычислено методом, аналогичным использованному в [7]; $\kappa_1 = 13,6$, $\kappa_2 = 13,1$) и $\epsilon = -10$. Фактически это означает, что в структурах с такими параметрами в области, где есть электроны в КЯ, внешнее поле очень быстро спадает (практически на одном периоде). Поэтому все КЯ, кроме первой заполненной, дают малый вклад в емкость C' , а поверхностную концентрацию электронов в этой КЯ можно найти из выражения $N(n) \approx C[V(n+1) - V(n)]/e$. Определенные таким образом концентрации равны $N_1 \approx 1.5 \cdot 10^{12}$, $N_2 \approx 2.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [$V(1, 2)$ выбирались в начале соответствующих плато].

Таким образом, можно заключить, что вольт-фарадные характеристики могут использоваться для нахождения поверхностной концентрации основных носителей в квантовых ямах.

Список литературы

- [1] P. Blood, J. V. Orton. Rep. Progr. Phys., 41, 157 (1978).
- [2] H. Kroemer, W. Y. Chien, J. S. Harris, D. D. Edwall. Appl. Phys. Lett., 36, 295 (1980).
- [3] Д. Н. Бычковский, О. В. Константинов, М. М. Панахов. ФТП, 25, 1889 (1991).
- [4] Д. Н. Бычковский, О. В. Константинов, М. М. Панахов. ФТП, 26, 653 (1992).
- [5] Д. Н. Бычковский, О. В. Константинов, М. М. Панахов. ФТП, 26, 921 (1992).
- [6] В. Я. Алешкин, Е. В. Демидов, Б. Н. Звонков, А. В. Мурель, Ю. А. Романов. ФТП, 25, 1047 (1991).
- [7] G. Bastard. Phys. Rev. B, 24, 5693 (1981).

Редактор Т. А. Полянская