

ПОПЕРЕЧНЫЙ ТРАНСПОРТ В ДВУБАРЬЕРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ В УСЛОВИЯХ РАЗОГРЕВА НОСИТЕЛЕЙ

Белянцев А. М., Романова Ю. Ю.

Исследуются вольтамперные характеристики «коротких» гетероструктур барьер—яма—барьер с учетом разогрева и перераспределения носителей в яме. Показано, что вольтамперная характеристика короткой гетероструктуры может иметь *S*-образный вид в широком интервале температур решетки полупроводника.

1. Новый механизм быстрого переключения в слоистых гетероструктурах (ГС), связанный с делокализацией и разогревом носителей в потенциальных ямах в сильных полях, перпендикулярных слоям, присущ как многослойным [1-3], так и «коротким» (одиночные барьеры и ямы) ГС [4, 5]. Однако очевидно, что наличие контактов, высота и форма барьеров, концентрация носителей в яме, соотношение ширины барьеров и ям будут по-разному сказываться в многослойных и коротких ГС на формировании *S*-образной вольтамперной характеристики (ВАХ) и на быстродействии. В коротких ГС следует ожидать более высокого быстродействия, которое определяется в основном временем остывания электронного газа.¹

В работах [4, 5] исследовался поперечный транспорт в ГС с одним прямоугольным потенциальным барьером: в [4] — $n^+ - n - n^+$ -структура, базовая область которой представляет собой широкозонный слой, окруженный с двух сторон узкозонными слоями, в [5] — $n^+ - n - n^+$ -структура с базовой областью из широкозонного и узкозонного слоев.

2. В данной работе исследуется поперечный транспорт в $n^+ - n - n^+$ -структуре с базовой областью, состоящей из узкозонного слоя n -GaAs (яма), окруженного двумя широкозонными слоями i -Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As (барьеры) (рис. 1, см. вставку). Используется математическая модель, в которой в отличие от работ [1-5] учитываются перераспределение электронов в яме и перераспределение напряжения между узкозонным и широкозонными слоями. Концентрация электронов в яме берется достаточно большой ($n_0 \sim 10^{17}$ см⁻³), что позволяет говорить о термализации электронного газа и использовать приближение эффективной электронной температуры. При этом время релаксации энергии (на взаимодействии с оптическими фононами) $\tau_s \sim (1 \div 2) \cdot 10^{-12}$ с [1, 7] существенно превышает времена межэлектронных столкновений $\tau_{ee} \sim (1 \div 2) \cdot 10^{-13}$ с [7, 8], поэтому симметричную часть функции распределения можно считать максвелловской. Рассмотрение проводится в приближении постоянной температуры электронов T_e в яме, что справедливо при $l_p \sim d_2, l_s > d_2$ (l_p, l_s — длины релаксации импульса и энергии, d_2 — ширина ямы).² Барьеры слабо легированы, поэтому распределение поля в них (электрическое поле перпендикулярно слоям) считается однородным.

¹ В многослойных ГС n -GaAs— i -Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As при оптимизированных параметрах системы предельные частоты релаксационной неустойчивости могут быть порядка сотен ГГц [6].

² Согласно [4], характерная длина остывания $l_T \sim 4/3 \sqrt{2l_p l_s}$.

При сделанных предположениях концентрации электронов $n(x)$ и поле $E(E(x), 0, 0)$ в яме описываются уравнениями

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (n_0 - n(x)), \quad (1)$$

$$j = \mu \left[en(x)E(x) + kT_e \frac{dn}{dx} \right] \quad (2)$$

с граничными условиями

$$E\left(-\frac{d_2}{2}\right) = -\frac{V_1}{d_1}, \quad E\left(\frac{d_2}{2}\right) = -\frac{V_2}{d_1}, \quad (3)$$

где n_0 , μ — равновесная концентрация и подвижность электронов в яме, V_1 и V_2 — падение напряжения на первом и втором барьерах соответственно, ϵ — диэлектрическая проницаемость GaAs, d_1 — эффективная ширина барьеров.

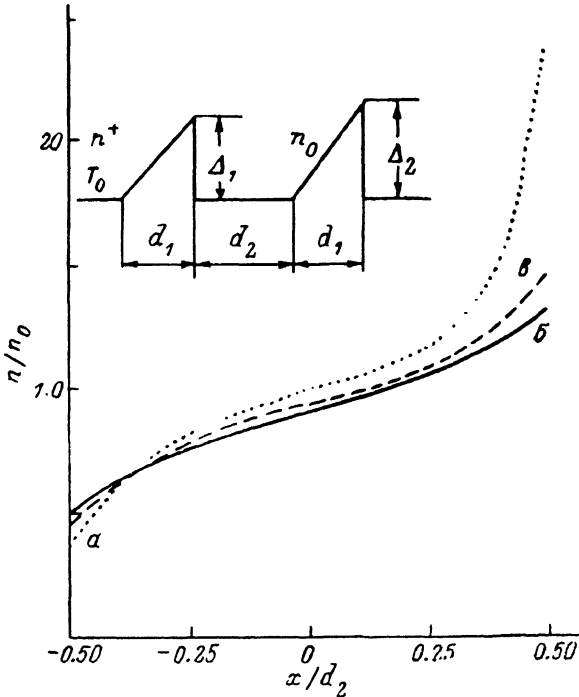


Рис. 1. Распределение электронов в яме.

Состояния: a — «включения» (нижняя ветвь ВАХ), b — «включения» (верхняя ветвь ВАХ), c — «выключения» (верхняя ветвь ВАХ). На вставке — энергетическая диаграмма короткой ГС. Параметры структуры: $\Delta_1 = 0.250$, $\Delta_2 = 0.275$ эВ, $d_1 = d_2 = 900$ Å, $n_0 = 10^{17}$, $n^+ = 10^{18}$ см $^{-3}$, $T_0 = 210$ К.

Величины V_1 , V_2 и T_e могут быть определены из выражений для термоэмиссионных токов через барьеры (высоты барьеров $\Delta_{1,2} \gg kT_0$) и уравнения баланса энергии

$$j = en^+ \vartheta_T^0 \exp\left(-\frac{\Delta_1 - eV_1}{kT_0}\right), \quad (4)$$

$$j = en\left(\frac{d_2}{2}\right) \vartheta_T^0 \sqrt{\frac{T_e}{T_0}} \exp\left(-\frac{\Delta_2 - eV_2}{kT_e}\right), \quad (5)$$

$$\frac{j}{e} ((\Delta_1 + 2kT_0) - (\Delta_2 - eV_2 + 2kT_e)) = -jV_3 + \bar{n}d_2 \frac{k(T_e - T_0)}{\tau_s}. \quad (6)$$

Здесь

$$V_3 = - \int_{-d_1/2}^{d_1/2} E dx \quad (7)$$

— падение напряжения на яме,

$$\bar{n} = n_0 \left[1 - \frac{\varepsilon}{4\pi e n_0 d_1 d_2} (V_1 - V_2) \right] \quad (8)$$

— средняя концентрация электронов в яме, $\varphi_T^0 = \sqrt{kT_0/2\pi m^*}$, m^* — эффективная масса электронов, T_0 — температура решетки. В (4), (5) обратные токи не учитываются, так как они много меньше прямых, и связанный с ними поток энергии существенно не меняет температуру электронов в яме и температуру электронов в первом контакте $j_{\text{обп}}/e\varphi_T^0 \ll n^+$. Левая часть уравнения (6) представляет собой разность потоков энергии — втекающего в яму и вытекающего из нее.

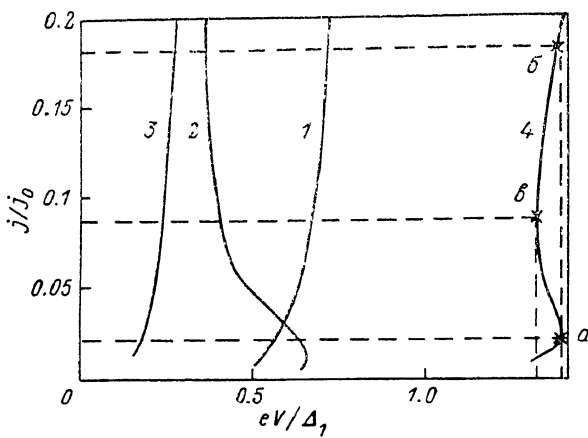


Рис. 2. Зависимость напряжений, падающих на первом (1), втором (2) барьерах, на яме (3) и на всей структуре (4), от тока для короткой ГС ($j_0 = en_0\varphi_T^0$).

В условиях, когда в GaAs преобладает рассеяние на полярных оптических фононах, зависимость μ и τ_s от температуры имеет вид (см., например, [9])

$$\mu = \mu(T_0) \sqrt{\frac{T_0}{T_0}}, \quad \tau_s = \tau_s(T_0) \left(\frac{T_0}{T_0}\right)^{3/2}. \quad (9)$$

Полное напряжение на структуре

$$V = V_1 + V_2 + V_3. \quad (10)$$

Совместное решение уравнений (1)—(10) возможно лишь численно, на некоторых результатах этих расчетов остановимся далее.

3. Образование S-образной ВАХ в многослойных ГС хорошо объясняется только понижением эффективной высоты барьеров полем и перегревом электронного газа в ямах (см., например, [1⁻³]). Однако в рассматриваемых коротких ГС из-за различия температуры электронов в «инжектирующем» контакте и яме разогрев происходит менее эффективно, чем в многослойной ГС, а остывание при выключении поля — быстрее. Существенную роль в возникновении ОДП в них играют перераспределения электронов внутри ямы — сильное на высокоомной ветви ВАХ и более однородное на низкоомной (рис. 1, кривые а, б), а также перераспределение напряжения между барьерами и ямой (рис. 2). Если на нижней ветви ВАХ сопротивление барьеров велико и напряжение падает в основном на барьерах, то с ростом напряжения из-за разогрева электронного газа в яме и высоких концентраций электронов перед вторым барьером происходит «выплескивание» электронов из ямы, сопровождающееся ростом тока и температуры. При этом сопротивление второго барьера падает и напряжение перераспределяется между первым барьером и ямой (рис. 2), а концентрация перед вторым барьером уменьшается (рис. 1, кривая б).

При понижении напряжения происходит переход на высокоомную ветвь ВАХ может происходить при меньших значениях V_1 , как и в многослойных ГС, из-за возросшей температуры электронов в яме. При этом уменьшение V_1 и V_3 сопровождается ростом V_2 (рис. 2). Увеличивается средняя концентрация электронов \bar{n} (8) и резко снижается разогрев электронного газа.

Численные расчеты ВАХ короткой ГС для различных параметров структуры и температуры решетки показали, что наиболее сильно на величину области неоднозначности ВАХ ОДП влияют ширина барьеров, температура решетки и высота первого барьера. Остальные параметры в основном сдвигают эту область ВАХ к большим или меньшим напряжениям.

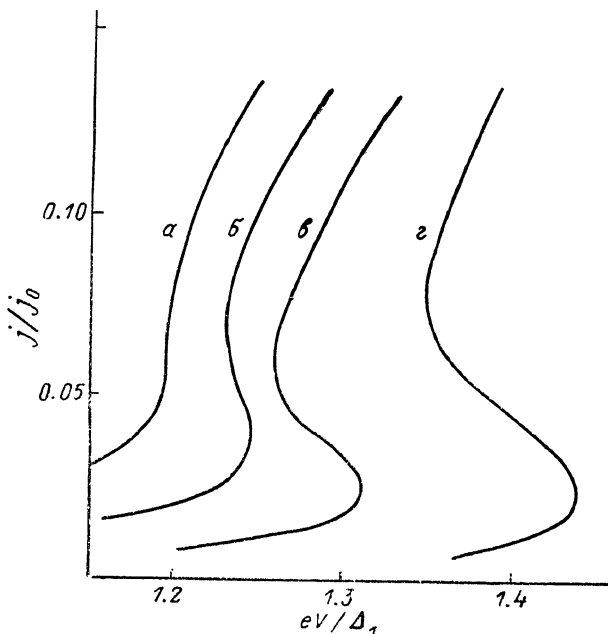


Рис. 3. ВАХ короткой ГС для различных значений высоты первого барьера и различных температур решетки.

4, эВ: $\alpha, \zeta - 0.25$, $\beta - 0.275$, $\gamma - 0.3$. T_0 , К: $\alpha - \gamma - 300$, $\zeta - 210$. Параметры структуры: $\Delta_1 = 0.275$ эВ, $d_1 = 500$, $d_2 = 900$ Å, $n_0 = 10^{17}$, $n^+ = 10^{18}$ см $^{-3}$.

Уменьшение ширины барьеров смещает и расширяет область неоднозначности ВАХ по напряжению. Это связано с увеличением напряжения, падающего на яме, и, следовательно, более сильным разогревом при переходе на низкоомную ветвь ВАХ.

При температурах решетки 200 К и ниже S-образность наблюдается в широкой области параметров структуры. Однако при повышении температуры решетки область ОДП резко сжимается и при 300 К может исчезать (рис. 3, α, ζ). Обусловлено это тем, что с ростом температуры решетки увеличивается ток высокоомной ветви ВАХ, растет температура электронов и уменьшается их перераспределение в яме, а также падение напряжения на втором барьере перед моментом «включения» тока. Поэтому переход с высокоомной ветви ВАХ на низкоомную и обратно происходит при меньших напряжениях, чем в случае низких температур, и при менее резком изменении параметров электронной подсистемы. Изменить ситуацию при высоких температурах решетки можно увеличением высоты первого барьера Δ_1 . Рост Δ_1 увеличивает перераспределение электронов в яме при прохождении высокоомной ветви ВАХ, а также ведет к усилению разогрева электронов при переходе на низкоомную ветвь. Обратный переход происходит при более высокой электронной температуре, и область ОДП на ВАХ расширяется (рис. 3, $\alpha - \zeta$).

4. Модель короткой ГС, рассмотренная в данной работе, позволяет проанализировать изменение ВАХ структуры от ее параметров и температуры решетки.

Расчеты показали, что ВАХ исследуемой короткой ГС при определенных ее параметрах может иметь S -образный вид в широком интервале температур решетки, в том числе и при комнатной температуре.

Список литературы

- [1] Белянцев А. М., Игнатов А. А., Пискарев В. И., Сеницын М. А., Шашкин В. И., Явич В. С., Яковлев М. Л. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 7. С. 339—341.
- [2] Алфёров Ж. И., Мезрин О. А., Сеницын М. А., Трошков С. И., Явич В. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 494—499.
- [3] Мезрин О. А., Трошков С. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 7. С. 1298—1301.
- [4] Толстихин В. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2199—2205.
- [5] Higman T. K., Higman J. M., Emanuel M. A., Hess K., Coleman J. J. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 1495—1501.
- [6] Belyantsev A. M., Gavrilenko V. I., Ignatov A. A., Piskarev V. I., Shashkin V. I., Andronov A. A. // Sol. St. Electron. 1989. V. 31. N 3/4. P. 379—382.
- [7] Lugli P., Ferry D. K. // Physics. 1985. V. 134 B+C. N 1-3. P. 384—368.
- [8] Inoue M., Frey J. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 8. P. 4234—4239.
- [9] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 615 с.

Институт прикладной физики АН СССР
Горький

Получена 9.08.1989
Принята к печати 1.12.1989