

ТОК ТУННЕЛЬНОГО ТИПА В ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ СЛАБО ЛЕГИРОВАННОГО АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Джаманбалин К. К., Дмитриев А. Г., Поссе Е. А., Шульга М. И.

Изучена прямая ветвь ВАХ (в интервале 77—410 К) в поверхностно-барьерных структурах на основе слабо легированных эпитаксиальных слоев арсенида галлия с концентрацией электронов $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, выращенных на низкоомных подложках.

Для таких структур при высоких температурах (300—410 К), как и следовало ожидать, наблюдается ток термоэлектронной эмиссии, а при низких температурах (77—270 К), вопреки ожидаемому, обнаружен ток туннельного типа, обусловленный, по-видимому, дефектами, возникшими в эпитаксиальном слое при выращивании на сильно легированной подложке.

Известно, что в поверхностно-барьерных структурах на основе слабо легированных полупроводников протекание прямого тока обусловлено термоэлектронной эмиссией [1]. В структурах на основе сильно легированных и некомпенсированных полупроводников протекание прямого тока обусловлено полевой и термополевой эмиссией в зависимости от температурного интервала. При низких температурах ток в прямом направлении определяется туннельным прохождением электронов с энергиями, близкими к энергии Ферми в полупроводнике (полевая эмиссия). С ростом температуры электроны возбуждаются на более высокие энергетические уровни и вероятность туннельного прохождения резко возрастает, поскольку электроны «видят» перед собой более тонкий и низкий барьер (термополевая эмиссия) [2]. Если полупроводник является сильно легированным и компенсированным, туннелирование электронов может быть облегчено за счет образования проколов — флуктуационных скоплений ионизированных доноров и акцепторов, приводящих к локальному сужению барьера [3].

В данной работе сообщается об обнаружении тока туннельного типа в поверхностно-барьерных структурах на основе слабо легированного арсенида галлия, наблюдаемого при низких температурах (270—77 К).

Поверхностно-барьерные структуры были изготовлены химическим осаждением никеля на поверхность эпитаксиального слоя арсенида галлия. Эпитаксиальные слои выращивались газофазной эпитаксией на подложке из $n\text{-GaAs}$ с концентрацией электронов $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина слоя ~ 10 мкм. Концентрация носителей заряда, определенная из характеристики емкость—напряжение, оказалась равной $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Подвижность электронов $(5 \div 6) \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (300 К), что указывает на полное содержание примеси $(N_D + N_A) \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Площадь барьерного контакта структур (S) составляла $(5.0 \div 5.5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$.

Экспериментальные зависимости прямого тока (I) от напряжения (U), измеренные в интервале температур 77—410 К, показаны на рис. 1, а. Во всем интервале температур их можно аппроксимировать экспонентой вида

$$I = I_0 \exp(qU/\varepsilon). \quad (1)$$

При низких температурах (77—270 К) характеристическая энергия ε оставалась постоянной ($\varepsilon = \varepsilon_0 = 0.026$ эВ) (рис. 1, б), что характерно для туннельного

тока, а при температурах выше комнатной увеличивалась линейно с ростом температуры ($\epsilon = \beta kT$, где $\beta = 1.04$).

Температурная зависимость предэкспоненциального множителя I_0 , входящего в эмпирическую формулу (1), состоит из двух участков (рис. 2, а). При высоких температурах (300—410 К) в координатах $\lg(I_0/ST^2)$ от $1/T$ эта зависимость линейна (рис. 2, а), что характерно для температурной зависимости предэкспоненциального множителя при выполнении теории термоэлектронной эмиссии, а при низких (270—77 К) — нелинейна. При этом высота потенциального барьера [$\varphi_B(0)$] и постоянная Ричардсона (A), определенные из линейного уча-

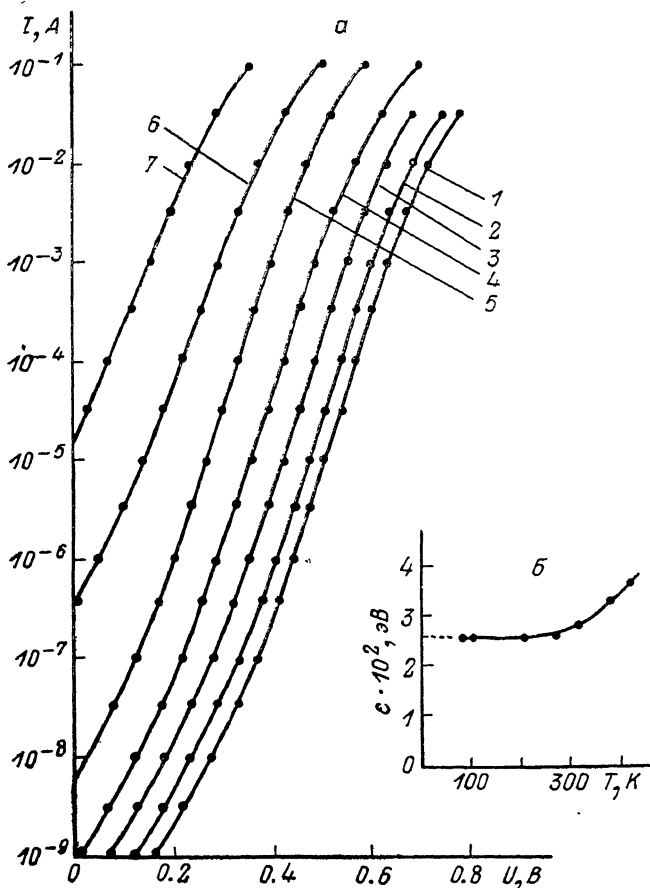


Рис. 1.

а — зависимость прямого тока (I) от напряжения (U) при различных температурах T , К: 1 — 77, 2 — 100, 3 — 200, 4 — 270, 5 — 300, 6 — 370, 7 — 410; б — зависимость характеристической энергии ϵ от температуры.

стка зависимости, представленной на рис. 2, а, оказались равными $\varphi_B(0 \text{ K}) = (0.98 \pm 0.05)$ эВ, что совпадает с данными работы [1], и $A = (8.7 \pm \pm 0.5) \text{ A/cm}^2 \cdot \text{град}^2$, что совпадает с теоретическим значением A для GaAs. В то же время нелинейный участок этой зависимости становится линейным при построении в координатах $\lg I_0$ от T (рис. 2, б), что характерно для температурной зависимости предэкспоненциального множителя при туннельном механизме протекания тока ($I_0 \sim \exp mT$) [4]. Значение параметра m , определенное из этой зависимости (рис. 2, б), оказалось равным $(2.0 \div 2.2) \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1}$. В соответствии с теорией туннельного тока [4] величина m определяется характеристической энергией ϵ и температурным коэффициентом ширины запрещенной зоны полупроводника γ ($m = \gamma/\epsilon$). С учетом того, что для арсенида галлия $\gamma = 4.3 \times 10^{-4} \text{ эВ/град}$ [5], а $\epsilon = 0.026 \text{ эВ}$, значение величины m следует ожидать равным $1.6 \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1}$, что несколько меньше, чем полученные экспериментально.

Аналогичное расхождение между расчетными и экспериментальными значениями m наблюдалось и в $p-n$ -структурах при туннельном механизме протекания тока [6].

Таким образом, для исследованных структур GaAs—Ni в диапазоне температур 300—410 К прямой ток обусловлен эмиссией электронов из полупроводника в металл в соответствии с теорией Бете, а при низких (77—270 К) — туннельным механизмом.

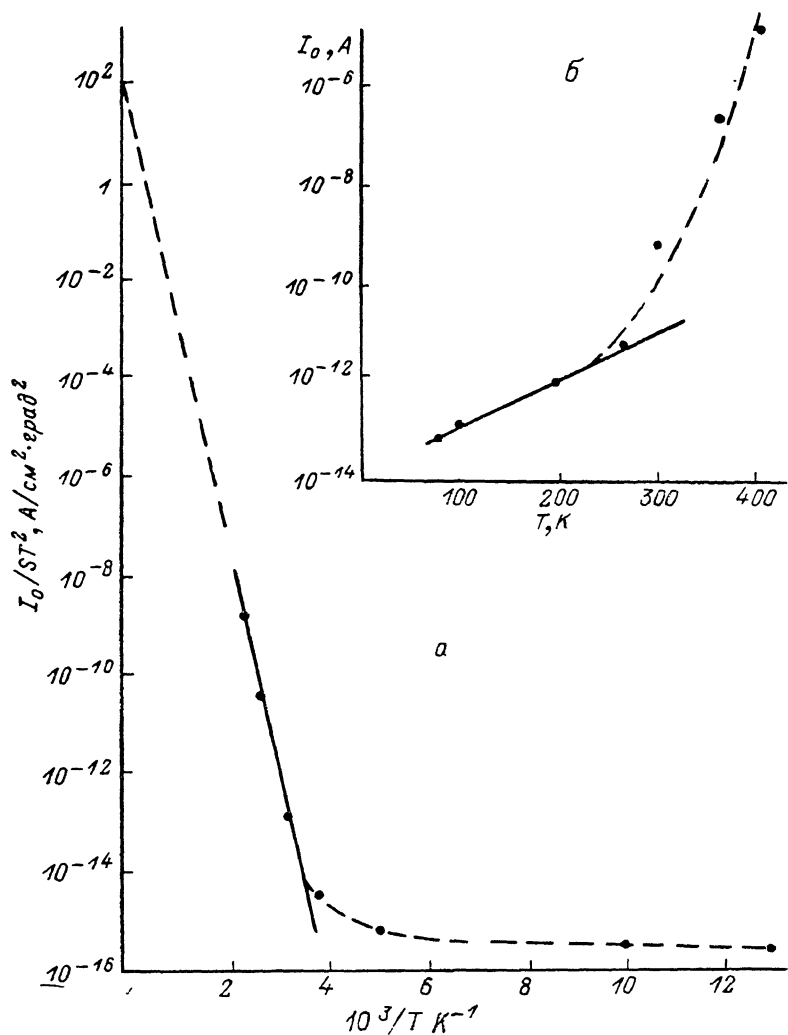


Рис. 2. Температурные зависимости предэкспоненциального множителя I_0 (а, б).

Смена одного механизма протекания тока другим происходит в сравнительно узком интервале температур ($\sim T_{03} = 280-290$ К). Величину этого интервала можно оценить следующим образом. Если считать, что во всем температурном интервале (77—410 К) ток представляет собой сумму эмиссионной и туннельной компонент

$$I = I_1 + I_2 = I_0 \exp(qU/\beta kT) + I_{02} \exp(qU/\epsilon), \quad (2)$$

а преобладающей считать ту из них, которая в ψ раз больше другой, то отношение

$$\frac{I_1}{I_2} = \psi = \frac{A ST_1^2 \exp(-\varphi_B/kT_1) \exp(qU/\beta kT_1)}{D \exp(mT_1) \exp(qU/\epsilon)} \quad (3)$$

будет определять температуру T_1 , при которой начинает преобладать эмиссионный ток, а обратное соотношение — температуру T_2 , при которой начинает преобладать туннельный ток, т. е.

$$I_1/I_2 = I/\psi. \quad (4)$$

Разность их $\Delta T = T_2 - T_1$, т. е. температурный интервал перехода от одного механизма тока к другому при условии, что $\Delta T < T_1, T_2$, может быть определен методом итераций из соотношения

$$\Delta T = \frac{2 \ln \psi - 2 \ln \left(1 - \frac{\Delta T}{T_2}\right)}{\left(-\frac{\varphi_B}{k} + \frac{qU}{\beta k}\right) \frac{1}{(T_2 - \Delta T) T_2} + m}, \quad (5)$$

полученного из (3) и (4). При этом, учитывая, что переход происходит вблизи комнатной температуры, т. е. приняв $T_2 = 300$ К, а $U = 0.5$ В и $\psi = 10$, получим $\Delta T = 50^\circ$, т. е. температурный интервал перехода оказывается достаточно узким, что и наблюдалось в эксперименте.

Учитывая, что в исследованных структурах GaAs—Ni ширина слоя объемного заряда (расположенного в слабо легированном эпитаксиальном слое), определенная из характеристики емкость—напряжение, составляет 0.5 мкм, что значительно превышает глубину туннелирования (0.01 мкм) [5], представляется целесообразным обсудить пригодность известных механизмов туннельного тока для интерпретации экспериментальных результатов в области низких температур.

Согласно теории термополевой эмиссии [2], зависимость тока от напряжения определяется характеристической энергией ϵ , которая слабо зависит от температуры и при $T \rightarrow 0$ определяется соотношением $\epsilon_0 = (q\hbar/2) [N_D/m^* \kappa_n]^{1/2}$. Согласно этой теории, для поверхностно-барьерных структур на основе арсенида галлия значение ϵ_0 должно составлять $\sim 10^{-3}$ эВ. В то же время, как показал эксперимент, $\epsilon_0 = 0.026$ эВ.

Согласно другой модели [3], рассматривающей флуктуационные локальные сужения барьера, туннельный механизм определяет ток вплоть до температур

$$T_0 = 2 \sqrt{\pi} \frac{E_B^{3/4} (N_D + N_A)^{1/2} a_B^{3/2}}{k\varphi_B^{1/4}(0)}, \quad (6)$$

где E_B, a_B — боровская энергия и боровский радиус электрона, что для концентрации примеси $N_D + N_A = 10^{17}$ см $^{-3}$ дает $T_0 = 20$ К. Это на порядок меньше значения T_{0s} ($T_{0s} = 280 - 290$ К), наблюдаемого экспериментально.

Если учесть еще и то, что теория Падовани и Стреттона разработана для поверхностно-барьерных структур на основе сильно легированного некомпенсированного полупроводника, теория Райха и Рузина — для структур на основе сильно легированного и компенсированного полупроводника, а исследуемые структуры получены на основе слабо легированного некомпенсированного полупроводника, становится понятным расхождение между расчетными и полученными из эксперимента параметрами. Известно также, что термополевая эмиссия имеет место при напряжении электрического поля в слое объемного заряда, больших 10^5 В/см [7]. В исследованных структурах GaAs—Ni напряженность электрического поля достигает при 77 К $1.6 \cdot 10^4$ В/см.

Таким образом, экспериментальные результаты не удается интерпретировать ни флуктуационной, ни термополевой моделями туннельного тока.

Можно предположить, что туннелирование сквозь широкий слой объемного заряда происходит по протяженным дефектам, возможно, дислокациям, возникшим в эпитаксиальном слое при выращивании на сильно легированной подложке.

Список литературы

- [1] Гольдберг Ю. А., Поссе Е. А., Царенков Б. В. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 3. С. 513—518.
 [2] Padovani F. A., Stratton R. // Sol. St. Electron. 1966. V. 9. N 7. P. 695—707.

- [3] Райх М. Э., Рузич П. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 456—460.
- [4] Зи С. А. Физика полупроводниковых приборов / Под ред. А. Ф. Трутко. М., 1973. 656 с.
- [5] Смит Р. Полупроводники / Под ред. В. П. Жузе. М., 1962. 558 с.
- [6] Гореленок А. Т., Груздов В. Г., Евстропов В. В., Сидоров В. Г., Тарасов И. С., Федоров Л. М. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 6. С. 1034—1038.
- [7] Growell C. R., Sze S. M. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 2683.

Ленинградский государственный
технический университет

Получена 10.10.1989
Принята к печати 15.08.1990

