

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ $n^+ - n - n^+$ -СТРУКТУР GaAs МИКРОННОЙ И СУБМИКРОННОЙ ДЛИН В СЛАБО ГРЕЮЩЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Денис В., Мартунас З., Шяткус А.

На микронных и субмикронных $n^+ - n - n^+$ -структурах GaAs (длина n -области $L = 0.25 \div 8$ мкм, а концентрация электронов в ней $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в слабо греющих электрических полях (≤ 100 В/см) при температурах решетки $295 \div 78$ К измерены зависимости коэффициента нелинейности вольтамперной характеристики β от длины L . Обнаружено, что уменьшение L до величин, соизмеримых с характерной длиной остывания электронов, приводит к значительному падению абсолютного значения β . Показано, что основной причиной эффекта является теплопроводность электронного газа, обуславливающая вынос энергии теплых электронов через контакт и понижение степени среднего по объему разогрева носителей заряда в n -области.

В литературе имеется много работ, посвященных изучению явлений переноса в структурах n -GaAs субмикронной длины (обзор см., например, в [1]). Главная цель большинства этих исследований заключается в реализации условий для баллистического или близкого к нему квазibalлистического переноса заряда. Однако в полупроводниковых структурах, размеры которых порядка диффузионной длины остывания носителей заряда L_d , в сильных электрических полях могут проявляться обусловленные диффузионными процессами размерные эффекты, что при уменьшении поперечных размеров образцов n -Si экспериментально обнаружено в работе [2], а для коротких структур n -Si теоретически предсказано в статье [3]. В данной работе на основе анализа экспериментальных результатов исследования переноса заряда в структурах $n^+ - n - n^+$ -GaAs субмикронной длины показано, что обусловленный диффузионными процессами вынос энергии через контакт оказывает сильное влияние на степень разогрева электронов в n -области.

Образцы изготавливались из эпитаксиальных слоев сильно легированного n -GaAs, выращенного на подложке из полуизолирующего GaAs. Концентрация электронов в слое была $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Температурная зависимость холловской подвижности μ показана на рис. 1. На вставке к тому же рисунку приведено схематическое изображение исследованных структур. Длина активной части слоя менялась в пределах $L = 0.25 \div 8$ мкм. Омические контакты формировались на n^+ -слое. При анализе результатов учитывалось перераспределение приложенного напряжения, обусловленное наличием контактного сопротивления.

Если эксперименты проводить в сильных электрических полях, когда дрейфовая скорость электронов v_d становится порядка 10^7 см/с, то за время релаксации энергии τ_d , значение которого $\sim 10^{-12}$ с, электроны пройдут расстояние $\lambda_d = \tau_d v_d \sim 0.1$ мкм. Кроме того, с разогревом носителей заряда уменьшается интенсивность их взаимодействия с ионизированными примесями, которые доминируют в рассеянии импульса, в результате чего длина баллистического пробега электронов $\lambda_p = \tau_p v_d$ также может стать соизмеримой с наименьшей длиной исследованных структур. Поэтому, чтобы с уверенностью отмежеваться от размерных эффектов, обусловленных дрейфом носителей заряда, исследования были проведены в условиях слабого разогрева. В структурах различной длины

определялось значение коэффициента нелинейности вольтамперной характеристики β , определяемого соотношением

$$j = \sigma_0 (1 + \beta E^2) E, \quad (1)$$

где j — плотность тока, E — напряженность электрического поля в n -области и σ_0 — удельная электропроводность n -области. Измерения проводились по методике смешивания двух частот, описанной в [4]. Значения E во всех проведенных экспериментах были меньше 100 В/см. В таких условиях значения введенных ранее параметров λ_e и λ_p не превышают 10^{-2} мкм, что существенно меньше минимальной длины исследованных структур.

На рис. 2 показана типичная температурная зависимость коэффициента β для структуры длиной 3 мкм, а на рис. 3 — зависимости β от длины активного слоя при различных температурах решетки. Видно, что уменьшение длины

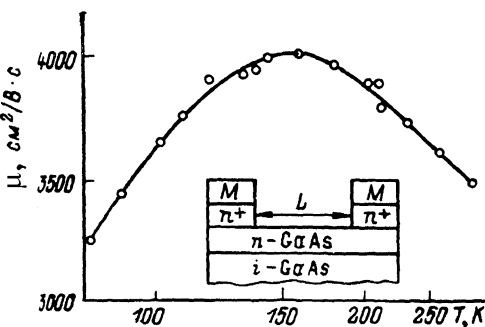


Рис. 1. Зависимость подвижности электронов от температуры для структуры длиной 3 мкм.

На вставке — схематическое изображение исследованных структур: М — металлизация, n^+ — слой GaAs с концентрацией электронов $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$, n -GaAs — слой толщиной 0,15 мкм с концентрацией $2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$; i -GaAs — подложка из полупроводящего GaAs.

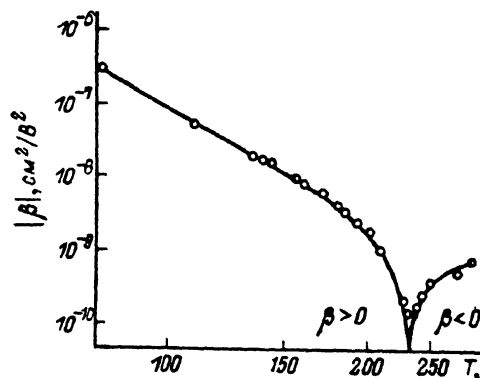


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента β для структуры длиной 3 мкм.

образца приводит к значительному падению абсолютной величины коэффициента β , причем характер зависимости сохраняется во всем исследованном температурном интервале.

Основной причиной обнаруженного размерного эффекта, на наш взгляд, является вынос энергии, приобретаемой от электрического поля в n -области через контакты путем переноса тепла в электронной системе. При строгом анализе полученных экспериментальных результатов на основе решения уравнения теплопроводности электронного газа помимо выделяющегося в n -области джоулева тепла мы должны учитывать также эффекты Пельтье и Томсона. Оценки показывают, что тепло Томсона малое. Выделение же тепла Пельтье, которое в условиях эксперимента по своей величине одного порядка с теплом Джоуля, происходит в приконтактной области, ширина которой в предположении ступенчатого n^+ — n -перехода по порядку равна 10^{-2} мкм и много меньше длины исследованных структур. Следовательно, тепло Пельтье очень эффективно будет передаваться в n^+ -область, и поэтому в нашем качественном анализе эффектом Пельтье мы также будем пренебрегать. С учетом принятых упрощений уравнение теплопроводности для плоской n^+ — n — n^+ -структуры принимает следующий вид:

$$\epsilon \mu E^2 - \frac{3}{2} k_B \frac{\Delta T_e}{\tau_e} + \frac{\kappa_e}{n} \frac{\partial^2 \Delta T_e}{\partial x^2} = 0. \quad (2)$$

Здесь ось x направлена перпендикулярно плоскостям n^+ — n -переходов, T_e — температура электронов, $\Delta T_e(x) = T_e(x) - T$, n — концентрация электронов, κ_e — теплопроводность электронной системы. Первый член уравнения (2) опи-

сывает энергию, приобретаемую от электрического поля, второй — передачу энергии электронами решетке, а третий учитывает тепловой поток, возникающий в окрестности n^+ — n -переходов вследствие наличия градиента электронной температуры. отождествив начало координат с одним из n^+ — n -переходов и имея в виду то, что из-за большой разности концентраций n^+ -область можно рассматривать как термостат, граничные условия для уравнения (2) представим в виде

$$\Delta T_e(x=0) = \Delta T_e(x=L) = 0, \quad (3)$$

где L — длина n -области. Решение уравнения (2) с учетом указанных граничных условий имеет вид

$$\Delta T_e(x) = \Delta T_{e0} \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{L_T}\right) - 1 - \exp\left(-\frac{L}{L_T}\right) \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{L_T}}{\operatorname{sh} \frac{L}{L_T}} \right], \quad (4)$$

где введены обозначения

$$\Delta T_{e0} = \frac{2}{3} \frac{e\mu\tau_\epsilon}{k_B} E^2, \quad (5)$$

$$L_T = \left(\frac{2}{3} \frac{\chi_0 \tau_\epsilon}{k_B n} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Неоднородность разогрева электронов обуславливает зависимость электропроводности от координаты. Следовательно, измеряемое значение β будет отражать среднее значение изменения проводимости. Анализ протекания тока через структуру в таких условиях показывает, что

$$\beta \sim \frac{\overline{\Delta T_e}}{E^2}, \quad (7)$$

где $\overline{\Delta T_e}$ — среднее значение изменения электронной температуры в n -области. Отсюда для зависимости β от длины n -области получаем

$$\beta(L) = \beta_0 \frac{\overline{\Delta T_e}}{\Delta T_{e0}}, \quad (8)$$

где β_0 — значение коэффициента нелинейности в длинной ($L \gg L_T$) структуре. Проведя усреднение выражения (4) по всей длине n -области, находим

$$\beta(L) = \beta_0 \left[1 - 2 \frac{L_T}{L} \left(\operatorname{cth} \frac{L}{L_T} - \operatorname{csch} \frac{L}{L_T} \right) \right]. \quad (9)$$

С помощью данного выражения мы попытались описать наши экспериментальные данные, варьируя значения β_0 и L_T . Зависимости $\beta(L)$, дающие наилучшее

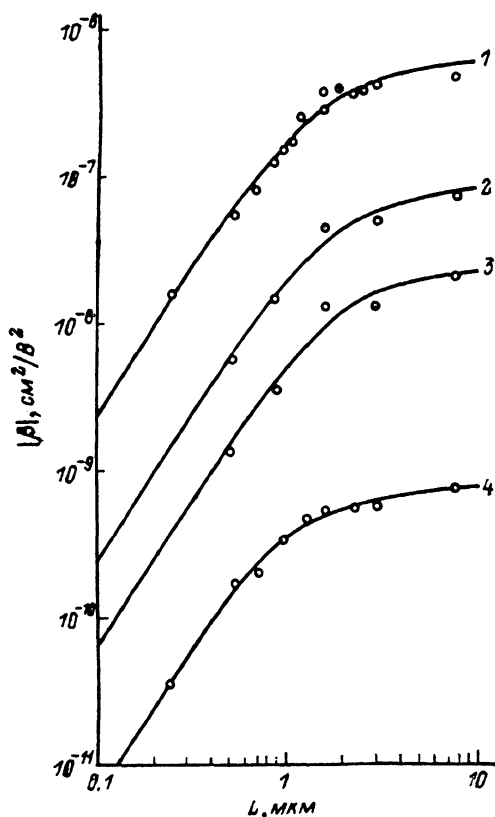


Рис. 3. Зависимость коэффициента β от длины структуры при различных температурах.

T , К: 1 — 78, 2 — 120, 3 — 160, 4 — 290. Точки — эксперимент. Сплошные линии вычислены по формуле (9) при β_0 , $\text{см}^2/\text{В}^2$ (L_T , $\mu\text{км}$): 1 — $6.5 \cdot 10^{-7}$ (0.48 ± 0.05); 2 — $9 \cdot 10^{-8}$ (0.55 ± 0.09); 3 — $2.5 \cdot 10^{-8}$ (0.57 ± 0.11); 4 — $8 \cdot 10^{-10}$ (0.31 ± 0.03).

совпадение с экспериментом, показаны на рис. 3 (сплошные линии). Полученное хорошее совпадение является веским аргументом в пользу правильности предложенной модели.

Оценим теперь величину параметра L_T с помощью выражения (6). Для этого преобразуем его, используя соотношение [5],

$$\alpha = (r+2) \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 T \sigma = (r+2) \frac{k_B^2 n \mu T}{e}, \quad (10)$$

где r — параметр, характеризующий зависимость длины свободного пробега электрона от его энергии ϵ : $l \sim \epsilon^r$. В исследованных нами структурах доминирует рассеяние на ионизированных примесях, т. е. $r=2$. Учитывая это, после подстановки (10) в (6) получаем

$$L_T = \left(\frac{8}{3} \frac{k_B T \mu \tau \epsilon}{e} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

В данном выражении неизвестным является только параметр $\tau \epsilon$. Значение $\tau \epsilon$ с весьма хорошей точностью можно оценить теоретически. Дело в том, что в исследованных структурах концентрация электронов достаточно велика, чтобы обеспечить максвеллизацию симметрической части функции распределения. В таком случае имеет место соотношение [6]

$$\tau \epsilon = \frac{3\pi^{3/2} l^2}{2e^2 (m k_B \Theta)^{1/2}} \frac{1}{\chi_0^{-1} (\chi_\infty^{-1} - \chi_s^{-1})} \frac{\text{sh } Z}{Z^{1/2} K_0(Z)}, \quad (12)$$

где $Z = \Theta/2T$, Θ — характеристическая температура оптических фононов, m — эффективная масса электронов, χ_0 — электрическая постоянная, χ_∞ и χ_s — относительная высокочастотная и статическая диэлектрическая проницаемости, $K_0(Z)$ — функция Бесселя второго рода от мнимого аргумента. Учитывая то, что для n -GaAs $m=0.067 m_0$, $\Theta=417$ К, $\chi_\infty=10.82$, $\chi_s=12.53$, и воспользовавшись данными рис. 1, из выражений (11) и (12) находим, что и при температуре жидкого азота, и при комнатной температуре $L_T \approx 0.1$ мкм. В области промежуточных температур имеется слабо выраженный минимум с минимальным значением $L_T \approx 0.08$ мкм.

Сопоставление результатов расчета со значениями L_T , полученными путем обработки экспериментальных данных (см. подпись под рис. 3), показывает, что выражение (11) правильно предсказывает слабую зависимость этого параметра от температуры, но дает примерно пятикратно заниженные абсолютные его значения. В определенной степени это может быть обусловлено тем, что концентрация $2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ недостаточна для полной максвеллизации функции распределения электронов, вследствие чего истинное значение $\tau \epsilon$ больше вычисленного по формуле (12), а также тем, что в выражении (11) μ отражает микроподвижность, которая в неоднородных материалах может быть заметно больше, чем использованная нами холловская подвижность. Но этими двумя поправками вряд ли можно объяснить столь большое расхождение теории с экспериментом. Учитывая приближенный характер использованной в наших оценках модели, более последовательный анализ физических причин количественного расхождения, по-видимому, можно провести только после строгого теоретического рассмотрения явления электронной теплопроводности в исследованных структурах.

Авторы выражают благодарность М. Котову за полезные советы при математическом описании модели.

Список литературы

- [1] Shur M. GaAs devices and circuits. N. Y.—London, 1987. 670 p.
- [2] Климовская А. И., Снитко О. В. // Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 7. В. 6. С. 194—198.
- [3] Кокин А. А., Толстихин В. И. // Микроэлектрон. 1985. Т. 14. В. 1. С. 30—34.
- [4] Канцлерис Ж., Твардаускас Г. // Лит. физ. сб. 1985. Т. 25. № 3. С. 81—87.
- [5] Охотин А. С., Пущкарекий А. С., Горбачев В. В. Теплофизические свойства полупроводников. М., 1972. 200 с.
- [6] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 616 с.