

Повышение подвижности электронов в двухбарьерной гетероструктуре AlGaAs/GaAs/AlGaAs при введении в квантовую яму GaAs тонких InAs-барьеров для полярных оптических фононов

© Ю. Пожела[¶], К. Пожела, В. Юцене, С. Балакаускас,
В.П. Евтихийев*, А.С. Школьник*, Ю. Стораста⁺, А. Мекис⁺

Институт физики полупроводников,
01108 Вильнюс, Литва

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Физический факультет Вильнюсского университета,
10222 Вильнюс, Литва

(Получена 17 мая 2007 г. Принята к печати 24 мая 2007 г.)

Захват и локализация полярных оптических фононов в узких фоновых ямах с помощью тонких фоновых барьеров многократно снижает скорость электрон-фононного рассеяния на полярных оптических фононах. Экспериментально наблюдается увеличение подвижности и дрейфовой скорости электронов в сильных электрических полях при введении тонких фоновых барьеров в квантовую яму AlGaAs/GaAs/AlGaAs.

PACS: 72.10.Di, 73.21.Fg, 73.40.Kp, 73.63.Hs

1. Введение

Повышение подвижности электронов в каналах полевых транзисторов за счет захвата полярных оптических (ПО) фононов в узкие фоновые ямы является перспективным путем повышения быстродействия полупроводниковых приборов. Недавно показано [1], что с помощью тонких фоновых барьеров можно создать узкие фоновые ямы, в которые захватываются не только объемные, но и интерфейсные (ИФ) фононы. Захват ИФ фононов приводит к значительному снижению скорости электрон-фононного рассеяния на оптических фононах и повышению подвижности, а также максимальной дрейфовой скорости электронов.

В настоящей статье выполнена экспериментальная проверка повышения подвижности электронов при введении тонких (одни молекулярный слой, 1 ML) InAs-барьеров в квантовую яму (КЯ) GaAs двойной гетероструктуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращены две пары гетероструктур с различной толщиной квантовой ямы GaAs:

1) структуры 117 и 118 с легированной кремнием (10^{18} см^{-3}) КЯ GaAs толщиной $L_A = 50 \text{ нм}$ и

2) структуры 129 и 130 с модулированным легированием кремнием слоев AlGaAs и с малой толщиной канала GaAs $L = 12 \text{ нм}$.

В GaAs-канал структур, обозначенных нечетными номерами (117 и 129), были введены по три InAs-барьера (рис. 1). Четными номерами (118 и 130) обозначены структуры без InAs-барьеров.

Произведены расчетные оценки ожидаемых изменений подвижности в упомянутых экспериментальных структурах с барьерами и без них, обусловленные изменением скорости электрон-фононного рассеяния, вызванного захватом ПО фононов в фоновые ямы.

2. Волновая функция интерфейсных фононов в слоистой гетероструктуре

Для вычисления электрон-фононной скорости рассеяния (СР) определим волновые функции ИФ фононов и условия их захвата в экспериментальных структурах (рис. 1).

Тонкие фоновые InAs-барьеры образуют серию связанных фоновых ям (ФЯ) InAs/GaAs/InAs в КЯ GaAs. Определение волновых функций ИФ фононов в отдельной ФЯ в случае нескольких связанных ям является сложной задачей, так как требует учета вклада в ИФ фоновый потенциал от всех отдаленных интерфейсов [2].

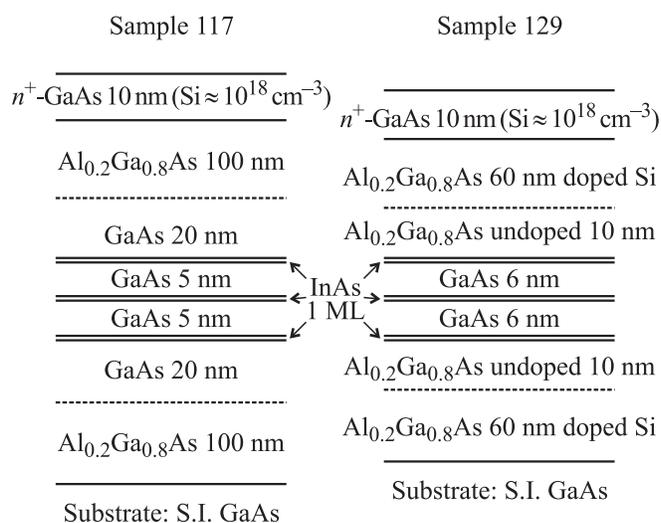


Рис. 1. Схематический вид экспериментальных структур AlGaAs/GaAs/AlGaAs 117 и 129 с введенными тонкими барьерами InAs.

[¶] E-mail: pozela@pfi.lt

Схематически ИФ фононные потенциалы показаны на рис. 2.

Поэтому весьма популярным подходом является, не считая отдельно рассеяния на ИФ и захваченных (confined) фононах, а полагать, что сумма соответствующих СР равна СР захваченного электрона на объемных (bulk) фононах. Этот подход базируется на так называемом правиле сумм форм-факторов, по которому сумма форм-факторов рассеяния на ИФ и захваченных объемных фононах равна форм-фактору рассеяния на объемных фононах [3,4]. Однако этот популярный подход определения электрон-фононного рассеяния на полярных оптических фононах в квантовых структурах предполагает, что сила электрон-фононной связи независимо от типа ИФ фононов равна силе электрон-фононной связи с объемными фононами [5], что в структурах с захватом ИФ фононов не выполняется [1].

Для упрощения вычисления волновых функций ИФ фононов многими авторами допускается довольно грубое приближение, в котором пренебрегается вкладом соседних и отдаленных интерфейсов в ИФ фононный потенциал в заданной отдельной яме [6], что не всегда оправдано. Это оправдано, если волновые функции ИФ фононов локализируются в ФЯ (рис. 2).

Заметим, что объемные фононы, захваченные внутри ФЯ, существуют независимо и не влияют на фононы соседних ям.

Рассмотрим условия локализации волновой функции ИФ фонона:

$$\varphi = F\varphi(z). \quad (1)$$

Здесь F — амплитуда и $\varphi(z)$ — огибающая волновой функции ИФ фонона в направлении роста слоистой гетероструктуры z .

В работе [1] показано, что в гетероструктуре с двумя барьерами $B_1/A/B_2$ (рис. 2) InAs/GaAs/InAs или AlAs/GaAs/AlAs волновые функции ИФ фонона локализируются в центральном слое, если оба боковых барьера

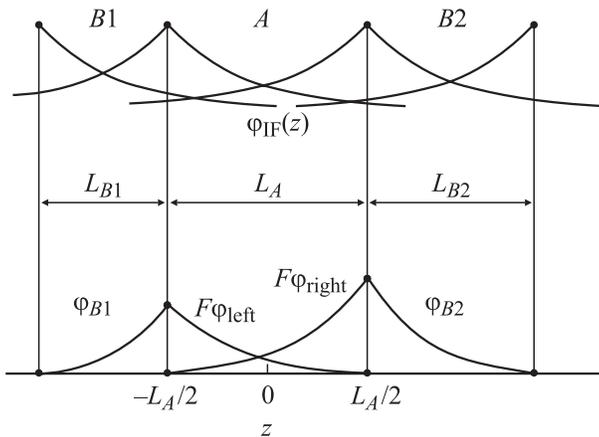


Рис. 2. Схематический вид потенциалов интерфейсных фононов в случае локализации $F\varphi_{left}$, $F\varphi_{right}$, φ_{B1} , φ_{B2} и в отсутствие локализации $\varphi_{IF}(z)$. A — электронная квантовая яма толщиной L_A ; B1 и B2 — барьеры. Потенциал нелокализованных интерфейсных фононов в слое A складывается из потенциалов φ_{IF} от всех боковых интерфейсов.

идентичны. Это утверждение вытекает из условия непрерывности индукции поля D на интерфейсах A/B (для определенности, гетероструктуры GaAs/AlAs):

$$\varepsilon_A(\omega) \frac{\partial \varphi_A}{\partial z} = \varepsilon_B(\omega) \frac{\partial \varphi_B}{\partial z}. \quad (2)$$

Для бинарных полупроводников

$$\varepsilon_A(\omega) = \varepsilon_{\infty A} \frac{\omega^2 - \omega_{LA}^2}{\omega^2 - \omega_{TA}^2}, \quad \varepsilon_B(\omega) = \varepsilon_{\infty B} \frac{\omega^2 - \omega_{LB}^2}{\omega^2 - \omega_{TB}^2}, \quad (3)$$

где ω_{LA} , ω_{TA} и ω_{LB} , ω_{TB} — частоты продольных (L) и поперечных (T) фононов в GaAs (индекс A) и AlAs (индекс B) соответственно.

Решение дисперсионного уравнения (2) дает две ветви частот для ИФ фононов: ω_A (типа GaAs) и ω_B (типа AlAs), которые лежат в интервалах

$$\omega_{TA} < \omega_A < \omega_{LA} \quad \text{и} \quad \omega_{TB} < \omega_B < \omega_{LB}. \quad (4)$$

Условия (4) означают большую разницу в диэлектрических функциях $\varepsilon_A(\omega)$ и $\varepsilon_B(\omega)$ полупроводников гетеропереходов и полное отражение потенциальных волн с частотами ω_A и ω_B от границ гетеропереходов, и тем самым захват ИФ фононов в ФЯ между идентичными барьерами.

В рассматриваемых экспериментальных структурах без InAs-барьеров 118 и 130 частоты ИФ фононов с волновым числом $q = k_{opt}$, где k_{opt} — волновое число электронов с энергией, равной оптическому фонону, равны $\omega_A = 35.1$ мэВ (GaAs-типа), $\omega_B = 47.4$ мэВ (AlAs-типа). Соответственно диэлектрические функции равны на частоте ω_A в слое GaAs $\varepsilon_A(\omega_A) = -7.3$, в слое AlAs $\varepsilon_B(\omega_A) = 13.4$, и на частоте ω_B $\varepsilon_A(\omega_B) = 9.0$ и $\varepsilon_B(\omega_B) = -8.9$. Здесь и далее, для простоты оценок частот ИФ фононов, толстые фононные барьеры экспериментальных структур $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ со сложной диэлектрической функцией тринарного полупроводника [4] заменяются барьерами AlAs с диэлектрическими функциями для бинарных полупроводников (3).

Большая разница диэлектрических функций на границе гетероперехода обеспечивает захват потенциальной волны ИФ фононов в слое GaAs экспериментальной структуры без InAs-барьеров. Огибающие волновой функции захваченных ИФ фононов в слое GaAs между AlAs-барьерами можно выразить в виде двух функций — левой φ_{left} и правой φ_{right} (рис. 2), представляющих собой независимые фононные моды [1]:

$$\begin{aligned} \varphi_{left} &= \frac{e^{-qz} - e^{qz} e^{-qL_A}}{e^{qL_A/2} - e^{-qL_A/2} e^{-qL_A}}, \\ \varphi_{right} &= \frac{e^{qz} - e^{-qz} e^{-qL_A}}{e^{qL_A/2} - e^{-qL_A/2} e^{-qL_A}}, \\ \varphi_{left} &= \begin{cases} 0 & \text{при } z = L_A/2, \\ 1 & \text{при } z = -L_A/2, \end{cases} \\ \varphi_{right} &= \begin{cases} 1 & \text{при } z = L_A/2, \\ 0 & \text{при } z = -L_A/2. \end{cases} \end{aligned} \quad (5)$$

Такие фононы локализованы между барьерами $\pm L_A/2$ в свою ФЯ и не влияют на соседние ФЯ.

Квадрат амплитуды волновой функции (1) захваченных ИФ фононов с огибающими (5), согласно микроскопической модели *ab initio* [1,4], равен

$$F_{A(B)}^2 = \frac{1}{q} \left[\frac{\partial \varepsilon_A(\omega_{A,B})}{\partial \omega} \operatorname{cth}(qL_A) + \frac{\partial \varepsilon_B(\omega_{A,B})}{\partial \omega} \operatorname{cth}(qL_B) \right]^{-1}, \quad (6)$$

где L_A — толщина ФЯ, а L_B — толщина барьерного слоя (рис. 2). Здесь q — волновое число эмитированного (знак „+“) или абсорбированного (знак „–“) фонона:

$$q(\theta) = \sqrt{k_{\text{opt}}^2 [2y - (\pm 1) - 2\sqrt{y} \sqrt{y - (\pm 1) \cos \theta}]},$$

где $y = E_i/\hbar\omega_v$, $k_{\text{opt}}^2 = 2\hbar\omega_v m/\hbar^2$, θ — угол между начальным \mathbf{k}_i и конечным \mathbf{k}_f волновыми векторами электрона и E_i — энергия электрона перед столкновением.

В экспериментальной структуре 117 в КЯ GaAs введены тонкие InAs-барьеры. Частоты ИФ фононов гетеробарьера GaAs/InAs с тонким (InAs) слоем ($L_B \rightarrow 0$) близки к $\omega_{TB} = 27.1$ мЭВ (InAs-типа) и $\omega_{LA} = 36.2$ мЭВ (GaAs-типа). Соответственно диэлектрические функции $\varepsilon_A(\omega_{LA}) \rightarrow 0$ и $\varepsilon_B(\omega_{TB}) \rightarrow \infty$, что при конечных $\varepsilon_A(\omega_{TB}) = 16.5$ и $\varepsilon_B(\omega_{LA}) = 8.5$ обеспечивает полное отражение потенциальной волны ИФ фонона в GaAs от InAs-барьера и захват ИФ фононов обеих частот ω_A и ω_B в ФЯ InAs/GaAs/InAs. Заметим, что благодаря малости $\varepsilon_A(\omega_{LA}) \rightarrow 0$ уменьшение $\varepsilon_B(\omega_{LA})$ из-за снижения оптической диэлектрической постоянной $\varepsilon_{\infty B}$ в тонком слое InAs не изменяет существенно коэффициента отражения.

При узком фононном барьере ($L_B \rightarrow 0$) амплитуда ИФ волновой функции фонона $F_{A,B}$, согласно (6), стремится к нулю. Электроны не взаимодействуют с ИФ фононами в фононной яме GaAs, образуемой между тонкими ($L_B \rightarrow 0$) InAs-барьерами. Рассеяние только на захваченных фононах определяет электрон-фононное рассеяние в ФЯ InAs/GaAs/InAs с узкими InAs-барьерами.

В верхней (левой) ФЯ AlAs/GaAs/InAs экспериментальной структуры 117 (рис. 1) с несимметричными барьерами, толстым слоем AlAs и тонким — InAs, только ИФ потенциальная волна от интерфейса AlAs/GaAs с частотой GaAs-типа $\omega_A \approx 35.1$ мЭВ полностью отражается от первого InAs-барьера ($\varepsilon_{\text{GaAs}}(\omega_A) = -7.3$, $\varepsilon_{\text{InAs}}(\omega_A) = 7.9$) и захватывается в ФЯ. Огибающая волновой функции $\varphi_{\text{left}}(\omega_A)$ определяется (5), где $L_A = 20$ нм есть толщина левой ФЯ AlAs/GaAs/InAs.

В то же время другая ИФ фононная ветвь AlAs/GaAs с частотой AlAs-типа, $\omega_B \approx 47.4$ мЭВ, имеет положительную диэлектрическую функцию, и тонкие фононные барьеры InAs ее почти не отражают, так как в слоях GaAs и InAs на частоте $\omega_B \approx 47.4$ мЭВ диэлектрические функции близки по величине ($\varepsilon_{\text{GaAs}}(\omega_B) = 9.0$, $\varepsilon_{\text{InAs}}(\omega_B) = 10.8$). Эта фононная ветвь распространяется на всю структуру, испытывая отражение лишь на противоположном крае от нижнего (правого) барьера GaAs/AlAs (рис. 1). Огибающая волновой функции фонона с частотой ω_B , $\varphi_{\text{left}}(\omega_B)$, определяется (5), где

$L_A = 50$ нм есть полная толщина КЯ AlAs/GaAs/AlAs в структурах 117 и 118.

Аналогично в нижней (правой) ФЯ InAs/GaAs/AlAs в структуре 117 (рис. 1) огибающая волновой функции равна φ_{right} в пределах ФЯ InAs/GaAs/AlAs ($L_A = 20$ нм) для ИФ фононов частотой $\omega_A = 35.1$ мЭВ и составляет φ_{right} по всей ширине КЯ AlAs/GaAs/AlAs ($L_A = 50$ нм) для ИФ фононов с частотой $\omega_B = 47.4$ мЭВ.

В структуре 129 (рис. 1) тонкий InAs-барьер при толстом AlAs-барьере захватывает нижнюю ω_A моду ИФ фононов AlAs/InAs. Поэтому в правой AlAs/GaAs/InAs и левой InAs/GaAs/AlAs фононных ямах структуры 129 электроны взаимодействуют только с верхней (AlAs-типа) ИФ фононной модой ω_B структуры AlAs/GaAs/AlAs без InAs-барьеров.

Рассмотренные выше преобразования волновых функций фонона в экспериментальных структурах, обусловленные введением тонких InAs-барьеров в КЯ GaAs, существенно изменяют скорость электрон-фононного рассеяния.

3. Скорость электрон-фононного рассеяния на полярных оптических фононах в экспериментальных структурах

Скорость рассеяния в единичной ФЯ толщиной L_A электронов с начальным моментом \mathbf{k}_i и энергией E_i в любое конечное состояние с моментом \mathbf{k}_f и энергией E_f путем эмиссии (знак „+“) или абсорбции (знак „–“) ПО фонона с энергией $\hbar\omega_v$ равна [1]

$$W_{\text{opt}}(\mathbf{k}) = W_0 \left(N_Q \pm \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \times \int_0^{2\pi} \left| \int_{-L_A/2}^{L_A/2} \varphi_{ei} \varphi_{ef} F(q) \varphi_v(z) dz \right|^2 d\theta. \quad (7)$$

Здесь $W_0 = me^2/\pi\hbar^2$, $N_{qv} = [\exp(\hbar\omega_v/kT) - 1]^{-1}$, φ_{ei} и φ_{ef} — нормированные волновые функции электронов в начальном и конечном состоянии, $F(q)\varphi_v(z)$ — волновая функция (рассеивающий потенциал) фононов ν -моды.

Для простоты рассмотрим только внутриволновое рассеяние, и волновые функции электронов примем в виде

$$\varphi_{ei} \varphi_{ef} = \frac{2}{L_e} \cos^2 \left(\frac{\pi}{L_e} z \right),$$

где L_e — ширина электронной КЯ равна ширине слоя GaAs между AlGaAs-барьерами. В качестве огибающей функции захваченных фононов учтем лишь первую моду: $\varphi_C(z) \approx \cos(\pi z/L_A)$.

Результаты вычислений СР электронов с энергией 25 мЭВ, $W_{\text{opt}} = 25$ мЭВ, и 40 мЭВ, $W_{\text{opt}} = 40$ мЭВ, на ПО фононах, локализованных в ФЯ экспериментальных

Расчетные скорости рассеяния электронов на полярных оптических фононах в экспериментальных структурах AlGaAs/GaAs/AlGaAs без InAs-барьеров (130 и 118) и с InAs-барьерами (129 и 117)

Скорость рассеяния, c^{-1} и энергия электронов	Тип гетероструктуры			
	$L_A(\text{GaAs}) = 12 \text{ нм}$		$L_e(\text{GaAs}) = 50 \text{ нм}$	
	Образец 130 без InAs-барьеров	Образец 129 с InAs-барьерами	Образец 118 без InAs-барьеров	Образец 117 с InAs-барьерами
W_T (25 мэВ)	$1.89 \cdot 10^{11}$	$5.60 \cdot 10^{10}$	$5.51 \cdot 10^{10}$	$2.01 \cdot 10^{10}$
W_C (25 мэВ)	$1.32 \cdot 10^{11}$	$2.65 \cdot 10^{10}$	$5.39 \cdot 10^{10}$	$1.46 \cdot 10^{10}$
W_{IF} (25 мэВ)	$5.73 \cdot 10^{10}$	$2.95 \cdot 10^{10}$	$1.24 \cdot 10^9$	$0.55 \cdot 10^{10}$
W_T (40 мэВ)	$7.18 \cdot 10^{11}$	$1.52 \cdot 10^{11}$	$2.73 \cdot 10^{11}$	$8.82 \cdot 10^{10}$
W_C (40 мэВ)	$5.47 \cdot 10^{11}$	$1.22 \cdot 10^{11}$	$2.70 \cdot 10^{11}$	$6.48 \cdot 10^{10}$
W_{IF} (40 мэВ)	$1.71 \cdot 10^{11}$	$3.05 \cdot 10^{10}$	$2.98 \cdot 10^9$	$2.34 \cdot 10^{10}$
\bar{W}_T (300 К)	$3.67 \cdot 10^{11}$	$0.93 \cdot 10^{11}$	$1.22 \cdot 10^{11}$	$0.42 \cdot 10^{11}$

гетероструктур (117 и 129) с введенными InAs-барьерами (рис. 1) и без них (118 и 130), приведены в таблице. Раздельно показано рассеяние на захваченных (W_C), локализованных интерфейсных (W_{IF}) фононах и суммарное рассеяние $W_T = W_C + W_{IF}$.

Приведенные значения скоростей рассеяния представляют собой суммы скоростей рассеяния на локализованных фононах в каждой из ФЯ шириной L_{Ai} , образованной при разделении КЯ GaAs шириной $L_e = \sum_i L_{Ai}$ InAs-барьерами.

Как видим, в структурах 118 и 117 с широкой КЯ GaAs ($L_e = 50 \text{ нм}$) рассеяние на локализованных ИФ фононах незначительно, и W_T определяется в основном рассеянием на захваченных фононах. В узких структурах 129 и 130 ($L_A = 12 \text{ нм}$) рассеяние на ИФ фононах сравнимо с рассеянием на захваченных. Примечательно то, что в узких структурах, несмотря на введение нескольких InAs-барьеров, рассеяние на интерфейсных ПО фононах уменьшается.

Введение InAs-барьеров значительно снижает рассеяние на захваченных фононах. Полное рассеяние электронов с энергией $E = 40 \text{ мэВ}$ в структуре с барьерами (129) уменьшается в 4.7 раз в сравнении со структурой без барьеров (130). Аналогичное уменьшение в 3.1 раза имеет место и для пары гетероструктур 117 и 118.

Характерной особенностью рассеяния электронов в КЯ является слабая зависимость СР от энергии электрона как при абсорбции фонона W_{opt} (25 мэВ), так и при эмиссии фонона W_{opt} (40 мэВ). Рассеяние с эмиссией фонона значительно выше, чем рассеяние с абсорбцией, но оно имеет место лишь для электронов с энергией выше энергии оптического фонона (36.2 мэВ для GaAs). Эти особенности позволяют оценить среднее значение СР электронов при температуре T для максвелловского распределения электронов по энергии как

$$\bar{W}_{opt}(T) = W_{opt}(25 \text{ мэВ}) + W_{opt}(40 \text{ мэВ}) \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{opt}}{k_B T}\right). \quad (8)$$

Средние значения СР ПО фононами при температуре $T = 300 \text{ К}$ во всех экспериментальных структурах также приведены в таблице.

Заметим, что \bar{W}_{opt} зависит от температуры решетки вследствие зависимости числа фононов $N_q(T)$ и числа электронов с энергией выше энергии оптических фононов. Относительное изменение $\bar{W}_{opt}(T)$ от температуры (от T_0 до T) можно оценить как

$$\bar{W}_{opt}(T) = \frac{N_q(T)}{N_q(T_0)} \bar{W}_{opt}(T_0). \quad (9)$$

Оценка ожидаемых величин подвижности электронов μ_{exp} с учетом только рассеяния на локализованных в КЯ GaAs ПО фононах при использовании выражения

$$\mu_{exp} = \frac{e}{m2\pi} \frac{1}{\bar{W}_{opt}}, \quad (10)$$

дает очень высокие, по сравнению с объемным материалом, значения. Так, при $T = 300 \text{ К}$ в структуре 130 $\mu_{opt}(130) = 11907 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Ожидаемое возрастание подвижности в структурах с InAs-барьерами по сравнению со структурами без барьеров равно: $\mu_{opt}(129)/\mu_{opt}(130) = 3.95$ и $\mu_{opt}(117)/\mu_{opt}(118) = 2.92$.

Как видим, локализация ПО фононов в узких фоновых ямах приводит к громадному росту подвижности электронов, обусловленной рассеянием на ПО фононах.

4. Экспериментальные результаты

Результаты экспериментальных измерений подвижности электронов в зависимости от температуры представлены на рис. 3. Отметим две особенности. Во-первых, величины экспериментально измеренных подвижностей много ниже, чем значения подвижностей, вычисленных исходя из предположения, что доминирующим механизмом рассеяния электронов является рассеяние на ПО фононах. Поэтому при анализе экспериментальной подвижности следует учесть скорость рассеяния (W_{other}), обусловленную другими причинами, не связанными с

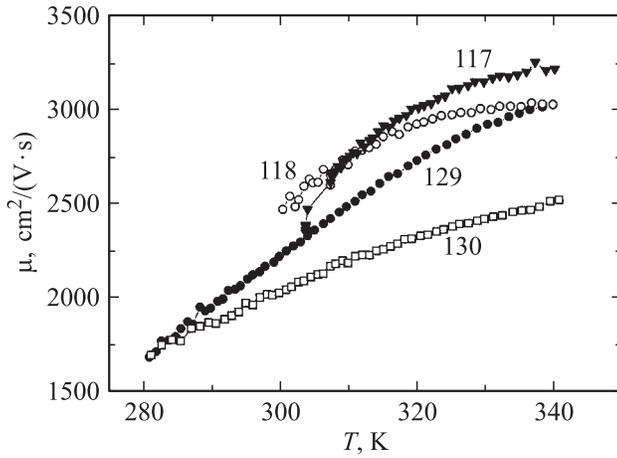


Рис. 3. Экспериментально измеренные подвижности μ в структурах с барьерами (129 и 117) и без барьеров (130 и 118) в зависимости от температуры полупроводника T .

ПО фононами. В соответствии с этим подвижность будем оценивать как

$$\mu_{\text{exp}} = \frac{e}{m2\pi} \frac{1}{\bar{W}_{\text{opt}} + W_{\text{other}}}, \quad (11)$$

где \bar{W}_{opt} соответствует вычисленной выше средней СР на ПО фононах (8).

Во-вторых, подвижность в структурах с введенными InAs-барьерами не всегда выше, чем в отсутствие барьеров, как это предсказывалось в предположении доминирующего рассеяния на оптических фононах. Введение InAs-барьеров приводит к образованию новых центров рассеяния электронов. Увеличение рассеяния означает снижение подвижности электронов при введении InAs-барьеров. Отношение подвижностей в структуре с барьером, $\mu^{\text{with b}}$, к подвижности в аналогичной структуре без барьеров, $\mu^{\text{without b}}$, следует характеризовать с учетом изменения как W_{opt} , так и изменения W_{other} :

$$\beta = \frac{\mu_{\text{exp}}^{\text{with b}}}{\mu_{\text{exp}}^{\text{without b}}} = \frac{W_{\text{other}}^{\text{without b}} + \bar{W}_{\text{opt}}^{\text{without b}}}{W_{\text{other}}^{\text{with b}} + \bar{W}_{\text{opt}}^{\text{with b}}}. \quad (12)$$

Отношение β будет больше 1, если при введении InAs-барьеров величина уменьшения СР оптическими фононами $\Delta W_{\text{opt}} = \bar{W}_{\text{opt}}^{\text{with b}} - \bar{W}_{\text{opt}}^{\text{without b}}$ превышает увеличение СР другими механизмами $\Delta W_{\text{other}} = W_{\text{other}}^{\text{with b}} - W_{\text{other}}^{\text{without b}}$:

$$\Delta W_{\text{opt}} + \Delta W_{\text{other}} \leq 0. \quad (13)$$

В паре гетероструктур 129 и 130 рост ΔW_{opt} с температурой из-за роста числа фононов и числа электронов с энергией выше энергии оптического фонона (см. (9)) обеспечивает выполнение неравенства (13) при температуре $T \geq 290$ К. При $T = 290$ К $|\Delta W_{\text{opt}}| = \Delta W_{\text{other}}$, где, согласно данным таблицы, $|\Delta W_{\text{opt}}(290)| = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$. С ростом температуры до 340 К ΔW_{opt} растет в 1.3 раза.

Можно полагать, что именно рост $\Delta W_{\text{opt}}(T)$ ответствен за экспериментально наблюдаемое повышение подвижности в 1.24 раза в структуре с барьерами при температуре $T = 340$ К (рис. 3).

Для пары гетероструктур 117 и 118 неравенство (13) выполняется при $T \geq 310$ К. При этом расчетное значение составляет $|\Delta W_{\text{opt}}| = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$. Однако рост ΔW_{opt} с температурой сопровождается приблизительно таким же ростом ΔW_{other} , и отношение подвижностей при $T = 340$ К $\mu^{\text{with b}}/\mu^{\text{without b}}$ не превышает десяти процентов (рис. 3). В отличие от структур 129 и 130, в структурах 117 и 118 канал GaAs легирован, и изменение рассеяния на примесных центрах, а значит, и величина ΔW_{other} при введении в канал InAs-барьеров оказываются значительными.

Как видим, несмотря на преобладающее рассеяние электронов на несовершенствах структуры КЯ, введение фононных барьеров в КЯ приводит к общему снижению СР и увеличению подвижности электронов в КЯ.

Наибольший эффект роста подвижности и дрейфовой скорости электронов должен наблюдаться для горячих электронов ($E > 36$ мэВ), когда сильное рассеяние с эмиссией ПО фононов становится доминирующим над другими видами рассеяния. Если нагревать только газ электронов, то величины \bar{W}_{opt} и ΔW_{opt} значительно повышаются за счет повышения числа электронов с энергией выше энергии оптического фонона (см. (8)). Если допустить рост энергии электрона до 40 мэВ и, согласно данным таблицы, принять $\Delta W_{\text{opt}} = W_{\text{opt}}^{\text{with b}}(40 \text{ мэВ}) - W_{\text{opt}}^{\text{without b}}(40 \text{ мэВ}) = -1.8 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ и $\Delta W_{\text{other}}(300 \text{ К}) = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$, то подвижность в структуре 117 относительно 118 возрастает в 2.25 раз.

Для измерения проводимости структур в сильных электрических полях на образцах 117 и 118 были нанесены омические контакты площадью $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ с зазорами в 100 мкм между ними. Приложение импульсного напряжения (10 мкс) к зазору 10^{-2} см позволяло создавать сильное электрическое поле ($E > 10^3 \text{ В/см}$),

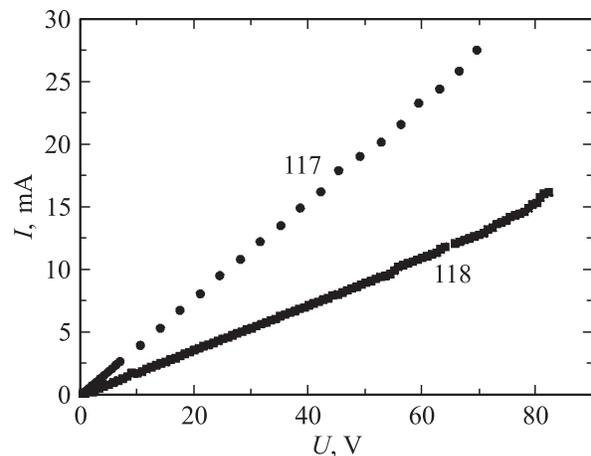


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики гетероструктур с барьерами (117) и без барьеров (118).

разогревающее электронный газ в GaAs. На рис. 4 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур 117 и 118. Несмотря на определенный разброс ВАХ от образца к образцу, величина тока в образцах, изготовленных из структуры 117, в 1.8–2 раза выше, чем в образцах на основе структуры 118. Существенно отметить, что дрейфовая скорость электронов в структуре 117 в полях более 5 кВ/см превышает максимальное значение дрейфовой скорости электронов в объемном GaAs, $v_{\max} \approx 2 \cdot 10^7$ см/с. Этот результат находится в хорошем соответствии с ожидаемым повышением подвижности в структурах с барьерами в сильных полях.

5. Заключение

Показано, что амплитуда потенциала ИФ фононов в КЯ GaAs от фонованого InAs-барьера резко понижается с уменьшением толщины слоя InAs. При малой толщине (1 ML) слоя InAs рассеяние электронов на ИФ фонованных барьерах пренебрежимо мало.

На примере двойной гетероструктуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs экспериментально подтверждено, что разбиение КЯ GaAs тонкими (1 ML) InAs-барьерами на ряд фонованных ям, в которых захватываются ПО фононы, приводит к снижению СР электронов ПО фононами. При выполнении условий, когда это снижение СР на ПО фононах превышает повышение СР, возникающее из-за образования новых центров рассеяния электронов при введении InAs-барьеров, экспериментально наблюдается увеличение подвижности электронов в гетероструктурах AlGaAs/GaAs/AlGaAs с тонкими (1 ML) InAs-барьерами.

В сильных электрических полях ($E > 10^3$ В/см) наблюдается почти двукратное увеличение подвижности и дрейфовой скорости электронов в структуре с InAs-барьерами по отношению к таковой без InAs-барьеров. Это означает, что введение InAs-барьеров в двухбарьерный канал полевого транзистора AlGaAs/GaAs/AlGaAs с модулированным легированием может повысить максимальную дрейфовую скорость электронов в канале и, следовательно, быстродействие и коэффициент усиления транзистора.

Список литературы

- [1] Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. ФТП, **41** (9), 1093 (2007).
- [2] J. Wang, J.-P. Leburton, J. Požela. J. Appl. Phys., **81**, 3468 (1997).
- [3] N. Mori, T. Ando. Phys. Rev. B, **40**, 6175 (1989).
- [4] I. Lee, S.M. Goodnick, M. Gulia, E. Molinari, P. Lugli. Phys. Rev. B, **51**, 7046 (1995).
- [5] L.F. Register. Phys. Rev. B, **45**, 8756 (1992).
- [6] J. Požela, K. Požela, V. Jucienė. Lithuan. J. Phys., **47**, 41 (2007).

Редактор Т.А. Полянская

Enhancement of electron mobility in AlGaAs/GaAs/AlGaAs double barrier heterostructure by inserting thin InAs phonon barriers into GaAs quantum well

J. Požela, K. Požela, V. Jucienė, S. Balakauskas, V. Evtikhiev*, A. Scholnik*, J. Storasta[†], A. Mekys[†]

Semiconductor Physics Institute,
01108 Vilnius, Lithuania

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

[†] Physics Department of Vilnius University,
10222 Vilnius, Lithuania

Abstract Confinement and localization of polar optical phonons in thin phonon wells by thin phonon barriers reduces the scattering rate of electrons by polar optical phonons many times. It is observed experimentally the enhancement of electron mobility and drift velocity in high electric fields by inserting thin phonon barriers into AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well.