

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ПЕРЕНОС ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ

Кальфа А. А., Пашковский А. Б.

Теоретически исследован пространственный перенос электронов в структуре металл— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs с селективным легированием при их разогреве в продольном электрическом поле. Проанализирована зависимость величины эффекта от напряжения на металле (затворе) при 300 и 77 К. Использована математическая модель, основанная на учете размерного квантования энергии электронов в приближении треугольной потенциальной ямы и нестационарного разогрева электронов в квазигидродинамическом приближении. Показано, что при определенных параметрах структуры пространственный перенос электронов может уменьшать или даже полностью устранять ее отрицательную дифференциальную проводимость.

1. Для исследования свойств двумерного электронного газа чрезвычайно удобным объектом оказались гетероструктуры с селективным легированием (ГСЛ), образованные сильно легированным широкозонным и чистым узкозонным полупроводниками. Переходя из широкозонного полупроводника в узкозонный, электроны «заливают» узкую потенциальную яму, ограниченную с одной стороны разрывом зоны проводимости на границе гетероперехода, а с другой — ее изгибом в узкозонном полупроводнике. Из-за слабого примесного рассеяния электроны в двумерной яме обладают высокой подвижностью (особенно при низкой температуре) в продольном, т. е. параллельном границе гетероперехода, направлении, в то время как в поперечном направлении их движение квантовано.

Параметрами потенциальной ямы, а следовательно, и свойствами двумерных электронов можно управлять внешним напряжением U_g , приложенным к металлическому электроду (затвору), нанесенному на один из слоев ГСЛ (как правило, широкозонный), и образующим с этим слоем барьер Шоттки. Именно таким образом происходит управление током в канале полевых транзисторов на ГСЛ.

Разогрев электронов продольным электрическим полем F , до энергий, сравнимых с разрывом зоны проводимости на границе гетероперехода Δ , вызывает их перенос (его называют пространственным в отличие от междолинного переноса в k -пространстве) обратно в широкозонный полупроводник, что приводит к ряду интересных эффектов, в том числе к возникновению отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) структуры (см. обзор [1]).

Анализ процесса разогрева и переноса электронов в ГСЛ в общем виде достаточно сложен и, как правило, выполняется с учетом различных приближений, выбор которых зависит от исследуемых эффектов. Так, например, иногда пренебрегают пространственным переносом электронов между полупроводниковыми слоями [2, 3], при определенных параметрах ГСЛ форму потенциальных ям и барьеров считают прямоугольной [4–6]. Наиболее строгий расчет, включающий самосогласованное решение кинетического уравнения методом Монте-Карло, уравнения Шредингера для двумерной потенциальной ямы и двумерного уравнения Пуассона, описывающего распределение потенциала в канале полевого транзистора на ГСЛ, даже при использовании мощных вычислительных

машин требует ограничения числа учитываемых двумерных подзон (не более двух) и достаточно произвольного описания перехода к непрерывному спектру [7].

В данной работе мы проанализируем пространственный перенос двумерных горячих электронов в системе металл— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs с селективным легированием с помощью предлагаемой ниже приближенной модели. Будет показано, что характерные черты этого эффекта, рассмотренные ранее [5, 6] без учета изгиба зон и в отсутствие затвора, сохраняются. В частности, величина пространственного переноса электронов (т. е. изменение их поверхностной плотности в каждом из слоев) определяется отношением ширины обедненной области в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ к ширине потенциальной ямы, т. е. соответственно концентрацией примесей в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и напряжением на затворе. Таким образом, подтверждается вывод о сложности построения высокочастотных миксераторов, предложенных Хессом с соавт. [8], высказанный ранее [1] на основе качественных соображений.

2. Рассмотрим бесконечную в продольном направлении структуру, образованную достаточно толстым слоем чистого GaAs с остаточными примесями p -типа, слоем $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной a_2 , легированного донорами до концентрации N_{D2} , и нанесенным на поверхность последнего металлом, образующим с $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ барьер Шоттки высотой φ_B . Зонная диаграмма такой структуры

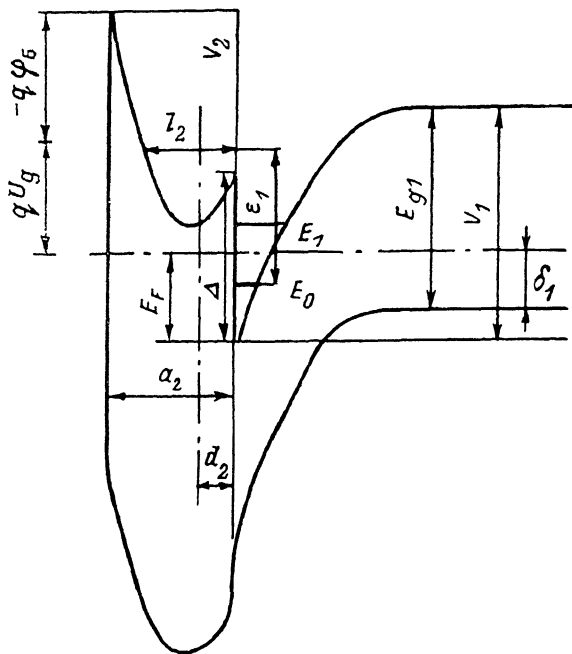


Рис. 1. Зонная диаграмма структуры металл— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs с селективным легированием.

представлена на рис. 1. Потенциальная яма на границе гетероперехода предполагается треугольной, причем число размерных подзон в ней не ограничивается моделью. (Последнее важно при больших отрицательных напряжениях на затворе, когда яма становится широкой и мелкой). Как показывает сравнение с экспериментом и строгим самосогласованным расчетом, это приближение позволяет с приемлемой точностью описать зависимость поверхностной плотности электронов в яме n_s^I от U_g [9]. Тогда система уравнений, необходимая для расчета зависимости $n_s(U_g)$, принимает вид [9]

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left[\frac{3}{2} \pi q F_1 \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad (1)$$

$$F_1 = \frac{q}{x_1} (n_s^I + N_{A1} l_1), \quad (2)$$

$$V_1 = \frac{q^2}{2x_1} N_{A1} l_1^2 + \frac{2}{3} \frac{q}{x_1 F_1} \sum_i n_{s,i} E_i, \quad (3)$$

$$n_{s,i} = \frac{m^* k T}{\pi \hbar^2} \ln \{ 1 + \exp [(E_F - E_i)/kT] \}, \quad (4)$$

$$x_1 F_1 = x_2 F_2, \quad (5)$$

$$E_F = V_2 - q(\varphi_B - U_g) + \Delta, \quad (6)$$

$$V_1 = \Delta + V_2 + q(\varphi_B - U_g) + E_{g1} - \delta_1. \quad (7)$$

где q , m^* — заряд и эффективная масса электрона, $F_{1,2}$ — поперечное поле на границе гетероперехода (здесь и далее индекс 1 относится к GaAs, а 2 — к $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), E_i , n_{si} — собственные значения энергии, соответствующие дну размерных подзон ($i=0, 1, 2, \dots$), и поверхностные плотности электронов в них $n_s^i = \sum_j n_{si}$), N_{a1} — концентрация акцепторов в GaAs, N_{sp} — концентрация

доноров в нелегированном слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (спейсере) толщиной a_2 , l_1 — ширина потенциальной ямы, $\kappa_{1,2}$ — диэлектрическая проницаемость, kT — тепловая энергия, E_F — энергия Ферми, E_{g1} — ширина запрещенной зоны GaAs, а δ_1 — положение дна зоны проводимости GaAs относительно E_F (рис. 1). Система уравнений (1)–(7) в [9] дополнена выражением для изгиба зоны проводимости \bar{V}_2 в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, которое получается интегрированием уравнения Пуассона с заданными граничными условиями. Предполагая, что под воздействием сильного поля в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ перешли электроны с концентрацией n_2 и распределились равномерно в слое толщиной l_2 (рис. 1), определяя их средней энергией ε_2 , это выражение можно записать в виде

$$V_2 = \frac{q^2}{2\kappa_2} [N_{p2}(a_2 - d_2)^2 + N_{sp}(2a_2 - d_2)d_2 + n_2 l_2(l - 2a_2)] - qF_2 a_2. \quad (8)$$

Чтобы найти n_2 и l_2 , замкнув тем самым систему уравнений, необходимо дать зависимость $\varepsilon_2(F_1)$, где F_1 — напряженность продольного электрического поля. Эту зависимость определим из системы гидродинамических уравнений, пренебрегая на этом этапе расчета размерным квантованием энергии электронов. Как показал наш расчет [10], такое приближение оправданно по крайней мере в полях порядка и выше порогового. В статическом случае данная система уравнений имеет вид

$$\frac{n_s^I}{\tau_1(\varepsilon_1)} = \frac{n_s^{II}}{\tau_2(\varepsilon_2)}, \quad (9)$$

$$qF_1 - \frac{m_1^*(\varepsilon_1)v_1}{\tau_{p1}(\varepsilon_1)} + \frac{m_2^*(\varepsilon_2)v_2 - m_1^*(\varepsilon_1)v_1}{\tau_1(\varepsilon_1)} = 0, \quad (10)$$

$$qF_1 - \frac{m_2^*(\varepsilon_2)v_2}{\tau_{p2}(\varepsilon_2)} + \frac{m_1^*(\varepsilon_1)v_1 - m_2^*(\varepsilon_2)v_2}{\tau_2(\varepsilon_2)} = 0, \quad (11)$$

$$q(F_1 v_1) - \frac{\bar{\varepsilon}_1 - \bar{\varepsilon}_{01}}{\tau_1(\varepsilon_1)} + \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\tau_1(\varepsilon_1)} = 0, \quad (12)$$

$$q(F_1 v_2) - \frac{\bar{\varepsilon}_2 - \bar{\varepsilon}_{02}}{\tau_2(\varepsilon_2)} + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\tau_2(\varepsilon_2)} = 0. \quad (13)$$

Здесь n_s^I , n_s^{II} — поверхностные плотности электронов в GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; $\tau_{1,2}$, $\tau_{e,1,2}$ — времена релаксации импульса и энергии, вычисляемые из статических дрейфовых характеристик электронов, рассчитанных методом Монте-Карло для объемных материалов [11]; $\bar{\varepsilon}_i$ — средняя энергия частиц, переходящих через границу гетероперехода; ε_{0i} — тепловая энергия электронов в отсутствие продольного поля; $v_i = \sum_j v_{ij} p_{ij}$, где p_{ij} — заселенность в j -й долине в i -м материале; v_{ij} — скорость электронов в ней ($j=1, 2, 3$); $m_i^*(\varepsilon_i) = \sum_j m_{ij} p_{ij}(\varepsilon_i)$.

Времена перехода между слоями $\tau_i(\varepsilon_i)$ и $\bar{\varepsilon}_i$ вычисляются в приближении термоэлектронной эмиссии с максвелловской функцией распределения.

3. Прежде чем переходить к численному расчету, сделаем некоторые аналитические оценки. Для этого еще более упростим задачу, пренебрегая в уравнениях (1)–(8) зарядом акцепторов и предполагая заполненной только одну размерную подзону. Как видно из (7), при заданном U , имеем $V_2 - V_1 = \text{const}$. Это условие позволяет из (1)–(5) и (8) получить соотношение между поверхностными плотностями электронов в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (n_s^{II}) и в потенциальной яме как в отсутствие (n_s^I), так и в присутствии продольного поля (n_s^I)

$$\beta a_2 n_s^0 + \gamma (n_s^0)^{1/2} = \beta a_2 n_s^I + \gamma (n_s^I)^{1/2} + \beta n_s^{II} (2a_2 - l_2)/2, \quad (14)$$

где $\beta = q^2/\kappa_2$, а $\gamma = \frac{2}{3} \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left(\frac{9}{8} \pi \frac{q^2}{\kappa_1} \right)^{1/3}$. Из (14) получаем

$$n_s^{\text{II}} = \frac{\beta a_2 (n_s^0 - n_s^{\text{I}}) + \gamma [(n_s^0)^{2/3} - (n_s^{\text{I}})^{2/3}]}{\beta (a_2 - l_2/2)}, \quad (15)$$

откуда следует выражение для изменения полной поверхностной плотности электронов в ГСЛ вследствие пространственного переноса электронов

$$n_s^{\text{I}} + n_s^{\text{II}} - n_s^0 = \frac{l_2}{2a_2 - l_2} (n_s^0 - n_s^{\text{I}}) + \frac{\gamma [(n_s^0)^{2/3} - (n_s^{\text{I}})^{2/3}]}{\beta (a_2 - l_2/2)}. \quad (16)$$

Очевидно, что это положительная величина, возрастающая с уменьшением n_s^{I} и ростом l_2 , т. е. с ростом поля. Таким образом, с увеличением напряженности продольного поля F_l полная поверхностная плотность электронов в ГСЛ с барьером Шоттки растет. Эффект объясняется тем, что данная система не замкнута

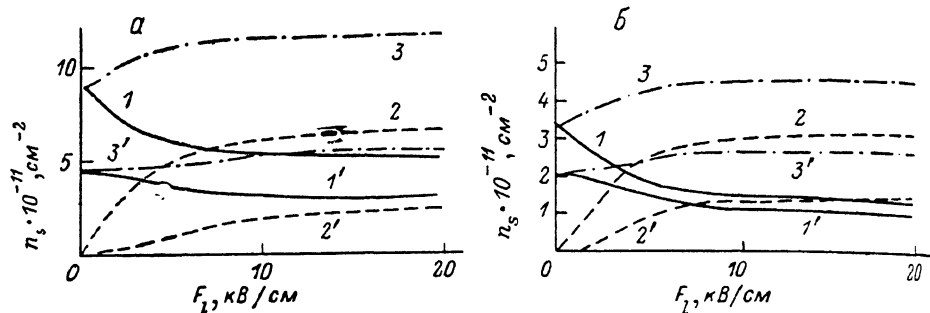


Рис. 2. Зависимость поверхностной плотности электронов в потенциальной яме n_s^{I} (1, 1') широкозонном материале n_s^{II} (2, 2') и их суммы $n_s^{\text{I}} + n_s^{\text{II}}$ (3, 3') от напряженности электрического поля.

$N_{D2}, \text{см}^{-3}$: а — $2 \cdot 10^{16}$, б — 10^{17} . $U_g, \text{В}$: 1—3 — 0; 1'—3' — -0.3 .

допускает приток (или отток) электронов через барьер Шоттки или из объема узкозонного полупроводника. Изменение F_l приводит к изменению зонной структуры ГСЛ и, следовательно, ее способности «вместить» определенное количество электронов.

Отметим также, что с уменьшением N_{D2} эффективная ширина потенциальной ямы меняется незначительно [12], а l_2 увеличивается как $N_{D2}^{-1/2}$. Поэтому как увеличение полной поверхностной плотности электронов в ГСЛ, так и относительное изменение поверхностных плотностей в каждом из слоев гетероструктуры характеризующее пространственный перенос, будут тем значительнее, чем меньше N_{D2} . Это согласуется с качественными рассуждениями, высказанными ранее [1]. Исходя из тех же соображений, можно было допустить, что увеличение отрицательного напряжения на затворе должно привести к уменьшению эффекта пространственного переноса электронов, поскольку при этом уменьшается l_2 , а значит, и отношение l_2/l_1 . Этот эффект действительно имеет место, но определяется в значительно большей мере иной причиной, которая не могла быть учтена в квазиклассическом приближении. Дело в том, что с увеличением ($-U_g$) потенциальная яма становится шире и мельче, дно нижней размерной подзоны при этом опускается, а потенциальный барьер, который должны преодолеть электроны, переходящие в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, соответственно возрастает.

4. Для получения более строгих количественных оценок система уравнений (1)—(13) решалась численно в предположении, что толщина спейсера $d_2 = 50 \text{ \AA}$, концентрация примесей в нем и в GaAs $N_{D1} = N_{D2} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а концентрация доноров в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ $N_{D2} = 2 \cdot 10^{18}$, $5 \cdot 10^{17}$ и 10^{17} см^{-3} . Толщина $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ подобранная таким образом, чтобы при $U_g = 0$ обедненные области гетероперехода и барьера Шоттки смыкались, составила соответственно 0.033, 0.064 и 0.142 мкм.

На рис. 2 приведены зависимости поверхностных плотностей электронов в ГСЛ и каждом из ее слоев от F_l при 300 К. Из рисунка следует, что с увеличе-

видом ($-U_g$) относительная доля перешедших в $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ электронов действительно падает. Так, если при $U_g=0$ поверхностные плотности электронов в GaAs и $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ сравнивались при $F_i=7.5$ кВ/см (рис. 2, а), то при $U_g=-0.3$ В $n_s^I > n_s^{II}$ во всем диапазоне исследованных полей. Подтверждаются и аналитические оценки зависимости величины эффекта от N_{D2} . Так, если при $U_g=0$ и $N_{D2}=2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ n_s^I в сильном поле падает примерно в 1.8 раза, а n_s^{II} превосходит n_s^I на 30 %, то при $N_{D2}=10^{17}$ см $^{-3}$ n_s^I падает вдвое и во столько же раз n_s^{II} превосходит n_s^I . Те же закономерности имеют место и при 77 К.

На рис. 3 приведены дрейфовая скорость электронов v и их средняя энергия ϵ , отсчитанная от дна Г-долины, как функции F_i при $U_g=0$ и 300 К в каждом из слоев трех рассмотренных ГСЛ. Здесь же представлены аналогичные зависимости для объемных GaAs и $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Из рис. 3, б следует, что пространственный перенос вызывает охлаждение электронного газа в GaAs и его раз-

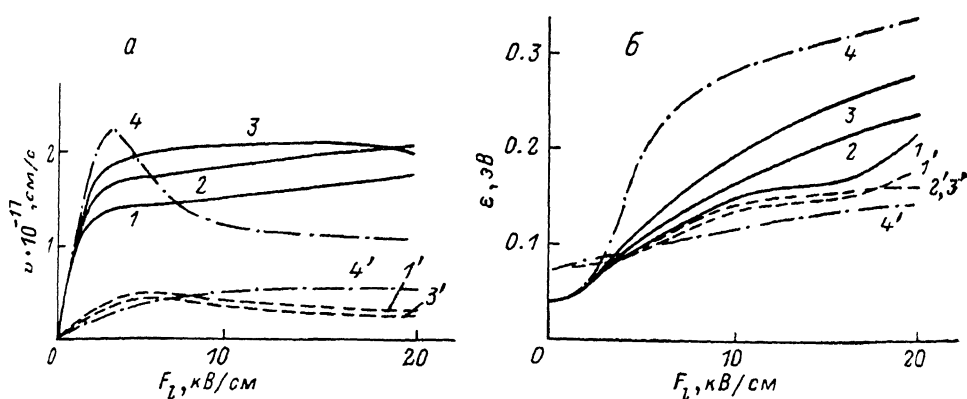


Рис. 3. Зависимости от напряженности электрического поля дрейфовой скорости (а) и энергии электронов (б) в GaAs (I—3), в $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (I'—3') и в объемных образцах (4, 4').

N_{D2} , см $^{-3}$: 1 — $2 \cdot 10^{18}$, 2 — $5 \cdot 10^{17}$, 3 — 10^{17} .

грев в $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ по сравнению с соответствующими объемными полупроводниками. Кроме того, перенос электронов между слоями начинается значительно раньше междолинного переноса. Совместное воздействие обоих эффектов качественным образом меняет зависимость $v(F_i)$ в GaAs (рис. 3, а), приводя к исчезновению ОДП. Однако, как видно из рисунка, величина этого эффекта убывает с уменьшением N_{D2} .

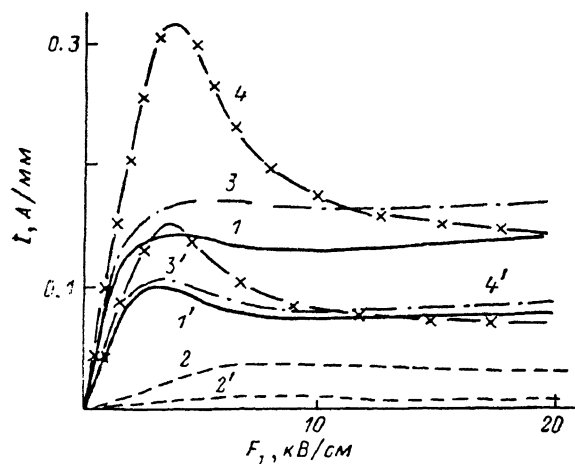
Сближение зависимости $v(F_i)$ в ГСЛ с объемной при уменьшении N_{D2} объясняется следующим образом. Уменьшение концентрации доноров в $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ не только увеличивает l_2 , но и увеличивает (хотя и не столь значительно) эффективную ширину потенциальной ямы, что влечет за собой возрастание времени перехода $\tau_1(\epsilon_1)$ и соответственно снижает роль слагаемого, связанного с переносом электронов в уравнениях (10) и (12). В результате зависимость приближается к объемной, а на зависимости $v_1(F_i)$ даже возникает участок ОДП, впрочем, не очень значительной.

Понижение температуры до 77 К заметно уменьшает различия в величинах $v_1(F_i)$ и $v_2(F_i)$ для объемных образцов в полях порядка пороговых и энергию электронов в допороговых полях. Последнее ведет к сильному снижению интенсивности пространственного переноса в допороговых полях. Эти факторы приводят к приближению зависимости $v_1(F_i)$ в гетероструктуре к объемной при понижении температуры.

Отмеченные особенности изменения скорости и поверхностной плотности электронов определяют характер зависимости тока, протекающего через узкозонный полупроводник и ГСЛ в целом, от напряженности продольного электрического поля F_i (рис. 4). Как видно из рисунка, при $U_g=0$ эта зависимость качественно отличается от соответствующей объемной, а с уменьшением U_g приближается к ней. Уменьшение различий в зависимостях тока с падением U_g объясняется уменьшением роли пространственного переноса электронов. К та-

кому же эффекту приводят понижение температуры и (в значительно меньшей степени) уменьшение концентрации доноров в $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$.

5. Таким образом, пространственный перенос электронов качественным образом меняет характер зависимости протекающего через ГСЛ тока от напряженности продольного электрического поля, значительно уменьшая или даже полностью устраняя ОДП. Уменьшению пространственного переноса способ-



ствуют увеличение отрицательного напряжения на затворе, уменьшение концентрации доноров в $Al_xGa_{1-x}As$ и понижение температуры. Первые два фактора уменьшают отношение ши-

Рис. 4. Зависимости от напряженности электрического поля токов, протекающих по GaAs, $I^I = v_1(F_I)n^I(F_I)$ (I, I'), по $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, $I^{II} = v_2(F_I)n_g^{II}(F_I)$ ($2, 2'$), полного тока, текущего через ГСЛ, $I_n = I^I + I^{II}$ ($3, 3'$), и тока, вычисляемого как $I_n = v(F_I)n_g^I(0)$ ($4, 4'$), где $v(F_I)$ — зависимость для объемного GaAs.

рины обедненного слоя в $Al_xGa_{1-x}As$ к ширине потенциальной ямы, а первый, кроме того, увеличивает потенциальный барьер, который должны преодолевать электроны. Понижение температуры приводит к уменьшению частоты переходов из-за уменьшения энергии электронов в допороговых полях. Это в целом подтверждает качественные соображения об особенностях пространственного переноса электронов в ГСЛ, высказанные ранее [1], и, в частности, сложности создания высокочастотного генератора электромагнитных колебаний, использующего исключительно данный эффект.

Список литературы

- [1] Кальфа А. А., Тагер А. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 1353—1363.
- [2] Горфинкель В. Б., Кальфа А. А., Солодкая Т. И., Тагер А. С., Шофман С. Г. // ФТП. 1986. Т. 19. В. 12. С. 2228—2231.
- [3] Вагидов Н. З., Грибников З. С., Иващенко В. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 304—311.
- [4] Glisson T. H., Hauser J. B., Littlejohn M. A., Hess K., Streetman B. G., Schichijo H. J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 10. P. 5445—5449.
- [5] Гарматин А. В., Кальфа А. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 6. С. 1147—1150.
- [6] Гарматин А. В., Кальфа А. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 12. С. 2228—2231.
- [7] Yokoyama K., Hess K. // Phys. Rev. 1986. V. B33. P. 5595—5605.
- [8] Hess K., Morkoç H., Shichijo H., Streetman B. G. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. N 6. P. 469—471.
- [9] Кальфа А. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 468—471.
- [10] Кальфа А. А., Пашковский А. Б. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 2090—2092.
- [11] Shur M. // Electron. Lett. 1976. V. 12. N 23. P. 615—616.
- [12] Кальфа А. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 6. С. 1025—1029.

Получена 25.10.1989
Принята к печати 4.11.1989