

УДК 621.315.592

МНОЖЕСТВЕННАЯ ПОЛОСКОВАЯ СТРУКТУРА С КВАЗИОДНОМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ

И. М. Гродненский, Ю. М. Дикаев, А. С. Руденко, К. В. Старостин,
М. Л. Яссен, Б. К. Медведев, В. Г. Мокеров, Ю. В. Слепнев

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, Москва, Россия
(Получена 19.02.1991. Принята к печати 28.02.1991)

Получены множественные полосковые структуры большой площади на основе гетеропереходов GaAs—AlGaAs с двумерным электронным газом. Измерения эффекта Шубникова—де-Гааза показали наличие квазиодномерного электронного энергетического спектра. Предложена и рассмотрена модель образования ограничивающего потенциала для такой периодической структуры.

Введение. Совершенствование технологии приготовления гетеропереходов GaAs—AlGaAs с двумерным (2D) электронным газом и развитие методов субмикронной литографии привели в последнее время к созданию структур с квазиодномерным (1D) электронным энергетическим спектром. Исследование таких структур дало ряд новых важных результатов [1]. Основные трудности при их изготовлении связаны с формированием однородного канала, эффективная ширина которого составляет несколько фермиевских длин волн (обычно она $\sim 0.1\text{—}0.3$ мкм). Подвижность носителей заряда μ в таком канале должна оставаться достаточно высокой, чтобы обеспечить проявление дискретности энергетического спектра. Характерное расстояние между ближайшими 1D-подзонами, как правило, порядка 1—3 мэВ. До недавнего времени в основном исследовались одиночные 1D-каналы с длиной L порядка длины свободного пробега электронов, обычно $L \ll 10$ мкм [1]. Однако существуют задачи, связанные с исследованием оптических и высокочастотных свойств 1D-систем, для которых необходимы образцы с площадью ~ 1 мм².

В настоящей работе получены множественные полосковые структуры с площадью ≈ 10 мм² на базе гетеропереходов GaAs—AlGaAs с 2D-электронным газом. Использовалась голографическая фотолитография с последующим химическим или плазмохимическим травлением. Измерения эффекта Шубникова—де-Гааза (ШдГ) показали наличие квазиодномерного электронного энергетического спектра. Полученные результаты объясняются моделью с параболическим ограничивающим потенциалом (ОП). Предложена и рассмотрена модель образования ОП в таких периодических структурах. Модель основана на формировании ОП электрическим зарядом в поверхностных состояниях и самими 1D-электронами. На основе этой модели обсуждены проблемы технологии 1D-структур. Показано, что экспериментальные результаты не чувствительны к ангармонизму ОП.

Технология

Для изготовления 1D-структур использовались гетеропереходы, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Толщины и расположение слоев в гетеропереходе показаны на рис. 1, а. Исходные параметры двумерного элект-

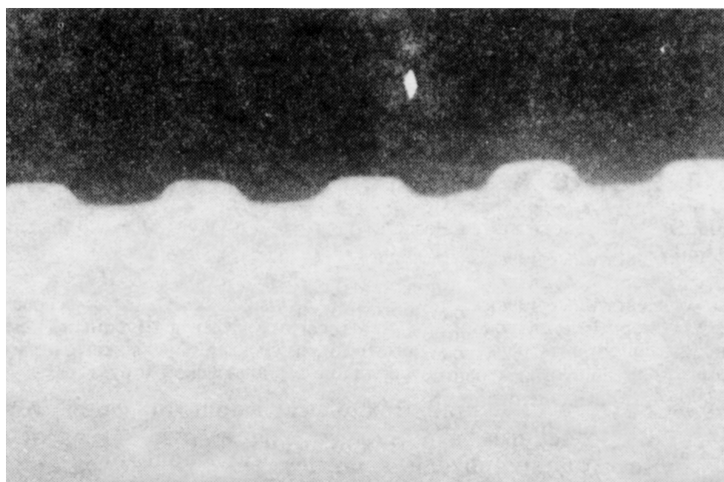
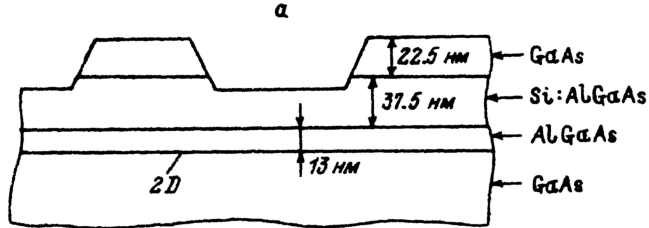


Рис. 1. а — профиль поверхности структуры после травления. Стрелками показаны слои исходного гетероперехода и их толщины. Внизу — фотография структуры, полученная на электронном микроскопе.

ронного газа: концентрация $N_0 = 3.0 - 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижность $\mu = 1.5 - 2.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для получения 1D-структур применялась голографическая литография с последующим химическим или плазмохимическим травлением. Первоначально на гетеропереход наносился слой фоторезиста толщиной порядка 0.4 мкм. Его экспонирование проводилось на голографической установке с использованием аргонового ($\lambda = 488.0 \text{ нм}$) или гелий-кадмиевого лазера ($\lambda = 441.6 \text{ нм}$). Проявление фоторезиста проводилось в 0.5%-м растворе NaOH. Для получения решетчатой маски с шириной полосы из фоторезиста, равной ширине окна открытой поверхности, оптимальное время проявления составляло 8—10 с. Затем проводилось травление открытой поверхности гетероперехода.

При химическом травлении поверхности GaAs были опробованы как известный травитель на основе серной кислоты [2], так и предложенный нами на основе соляной — $\text{HCl} - \text{KBrO}_3 - \text{H}_2\text{O}$. С помощью последнего удалось получить высококачественные гофрированные решетки, более однородные по всей площади поверхности по сравнению с первым травителем. Скорость растворения GaAs в первом составляла 0.5, во втором — 0.2 нм/с. Травление происходило по направлениям кристаллографических плоскостей (100) и (111). Наблюдалось также изменение скорости травления при переходе от слоя к слою: GaAs или AlGaAs. Химическое травление позволило получать глубокие канавки до 150 нм без каких-либо повреждений фоторезиста. Однако при его недопроявлении возникали неоднородности у гофрированной решетки. При плазмохимическом травлении (ВЧ разряд в среде $\text{CCl}_4 - \text{F} - \text{O}$ с частотой 13.5 МГц) такие неоднородности не возникали, поскольку травятся как поверхность образца, так и фоторезист. Однако сложность в проведении травления гетероперехода этим методом состоит

в ухудшении качества гетерограницы GaAs—AlGaAs вследствие ее бомбардировки ионами с большой энергией. В связи с этим травление проводилось при минимальной мощности разряда 10 Вт и минимально возможной энергии ионов 200 эВ. Дальнейшее понижение этой энергии резко ухудшает селективность травления, что не позволяет получать достаточно глубокие канавки.

В результате травления канавок происходит перераспределение электронов в гетеропереходе — из 2D-канала на поверхностные состояния. Это приводит к тому, что при гелиевой температуре эффективная ширина проводящего канала меньше геометрического периода решетки. Для наблюдения 1D-электронного спектра необходимо, чтобы эта эффективная ширина была порядка длины волны электрона на уровне Ферми. С выполнением этого условия связаны основные проблемы технологии. В [3, 4] гетеропереходы протравливались до подложки (рис. 1), а переменным параметром был период решетки. В данной работе изменялась глубина травления при неизменном периоде, который составлял 0.5 мкм. Эти два способа являются практически равноценными. Преимуществом первого является отсутствие трехмерной проводимости по слою GaAs. Однако при этом пересекается слой с 2D-электронным газом, что, как правило, приводит к сильному уменьшению электронной подвижности относительно ее исходного значения. В нашем случае необходимо достаточно точно определять глубину травления. Она определялась из измерения дифракционной эффективности полученной решетки.

Экспериментальное исследование

Полученные структуры (рис. 1, б) исследовались при $T = 4$ К в магнитных полях до 7 Т. Результатом измерений являются зависимости $n[1/V]$, где n — номер осцилляции в эффекте ШдГ, а V — напряженность магнитного поля. Общепринятым тестом [5] на квазиодномерность структур является несовпадение такой зависимости $n[1/V]$ с линейной, которая наблюдается в 2D-случае. Измерения эффекта ШдГ показали, что структуры с периодом решетки 0.5 мкм и глубиной травления 0—20 нм сохраняют чисто 2D-поведение без существенного ухудшения подвижности по сравнению с начальным значением. При глубине травления 30—40 нм проводимость при $T = 4$ К отсутствовала. После засветки светодиодом ($h\nu = 1.6$ эВ) структуры становились проводящими. При больших глубинах травления замороженной фотопроводимости не наблюдалось. На рис. 2 представлены экспериментальные кривые магнитосопротивления для двух структур после засветки, полученных химическим и плазмохимическим травлением. Минимумы на кривых отмечены стрелками с указанием n . На рис. 2 приведены также соответствующие зависимости $n[1/V]$. В 2D-случае $n[1/V]$ — линейная функция, а n совпадает с числом заполненных уровней Ландау. Для 1D-структур зависимости $n[1/V]$ являются нелинейными, что и наблюдалось в эксперименте (рис. 2).

Обсуждение результатов

Для количественной обработки экспериментальных данных мы использовали подход, развитый в [5]. Движение электрона в узком однородном канале, расположенном вдоль оси y , при ориентации магнитного поля V перпендикулярно плоскости гетероперехода и в пренебрежении спиновым расщеплением описывается гамильтонианом

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{(\hat{p}_{xy} - e/cA)^2}{2m^*} + \frac{m^*\Omega_0^2}{2} x^2, \quad (1)$$

где операторы \hat{p}_{xy} и $A = (0; V \cdot x)$ — двумерные векторы, а $m^* = 0.067 m_c$ — эффективная масса электрона в 2D-канале исходного гетероперехода. Второй

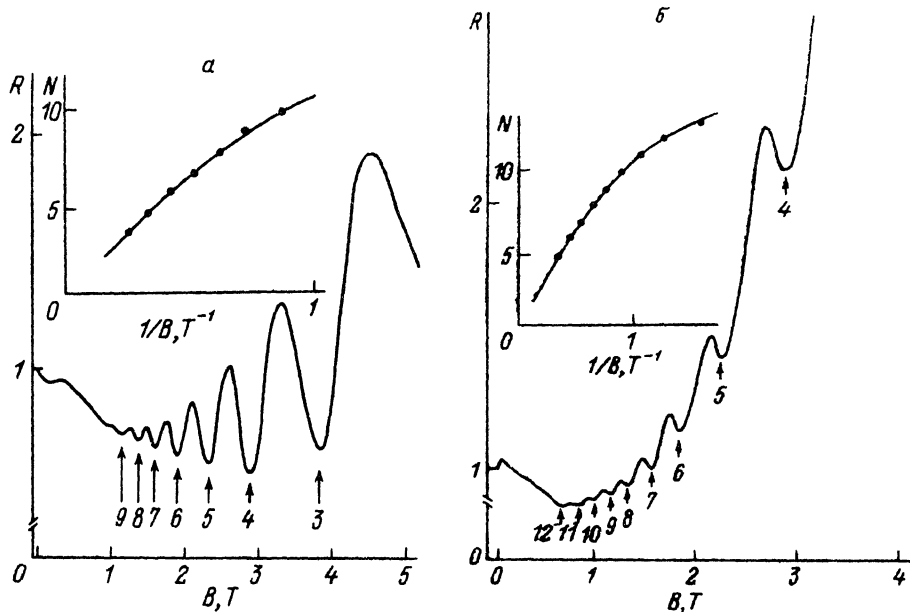


Рис. 2. *a* — электросопротивление структуры, полученной химическим травлением, в магнитном поле. На вставке показана зависимость номера осцилляции в эффекте ШдГ от обратного магнитного поля. $N_{1D} = 1.40 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$ и $\Omega_0 = 2.13 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. *б* — то же для другой структуры, полученной плазмохимическим травлением. $N_{1D} = 1.34 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$ и $\Omega_0 = 2.11 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

член в гамильтониане представляет собой ОП. Эта модель применяется к узким проводящим каналам с неоднородной плотностью электронов поперек полоски. Гамильтониан (1) допускает аналитическое решение [6–9]. Из трансляционной симметрии \mathcal{H} имеем

$$\psi[x, y] = \varphi[x] \exp[ik_y y], \quad (2)$$

где $\varphi[x]$ удовлетворяет уравнению осциллятора:

$$E\varphi[x] = \left[\frac{\hat{p}_x^2}{2m^*} + \frac{m^*\Omega^2}{2}(x - x_0)^2 + \frac{(\hbar k_y)^2}{2M} \right] \varphi[x]. \quad (3)$$

Из (3) следует выражение для уровней энергии электрона

$$E = (1/2 + N)\hbar\Omega + (\hbar k_y)^2/(2M), \quad N = 0; 1; 2... \quad (4)$$

В (3), (4) обозначены: $\Omega^2 = \Omega_0^2 + \Omega_c^2$, $M = m^*(\Omega/\Omega_0)^2$, $x_0 = (\hbar k_y c)/(eB)(\Omega_c/\Omega)^2$ и $\Omega_c = eB/(m^*c)$ — циклотронная частота. Из (4) следует, что магнитное поле приводит к увеличению как Ω , так и M , и квантование энергии электрона становится гибридным, магнитоэлектрическим. При возрастании магнитного поля происходит перезаселение электронных уровней. Когда дно очередного 1D-уровня пересекает уровень Ферми, он становится пустым. Так как энергетическая плотность состояний 1D-уровня вблизи его дна имеет корневую особенность: $(E - E_0)^{-1/2}$, то это приводит к появлению минимума в электросопротивлении 1D-структуры. При $T = 0 \text{ K}$ в момент пересечения уровнем Ферми дна 1D-уровня с $N = n$ число электронов на единицу длины полоски N_{1D} дается выражением

$$N_{1D} = \frac{2(2m^*/\hbar)^{1/2} \Omega^{3/2}}{\pi \Omega_0} \sum_{\nu=1}^n \nu^{1/2}. \quad (5)$$

Зная N_{1D} и Ω_0 , из (5) можно получить $n(1/V)$. Когда уровень Ферми расположен ниже дна $1D$ -уровня с $N=n$, так что $((1/2+n)\hbar\Omega - E_F) = \varepsilon\hbar\Omega$, где $0 < \varepsilon < 1$, при обозначении $\bar{n} = n - \varepsilon$ получаем

$$N_{1D} = \frac{2(2m^*/\hbar)^{1/2} \Omega^{3/2}}{\pi \Omega_0} \sum_{\nu=0}^{\infty} (\bar{n} - \nu) \text{sup}^{1/2} \Theta[\bar{n} - \nu], \quad (6)$$

где $\Theta[\bar{n} - \nu]$ — функция Хевисайда. Когда $\bar{n} = n$, то (6) совпадает с (5). При $\bar{n} > 2$ справедлива аппроксимация

$$N_{1D} \approx \frac{4(2m^*/\hbar)^{1/2} \Omega^{3/2}}{3\pi \Omega_0} (\bar{n} + 0.35)^{3/2}. \quad (7)$$

На вставках к рис. 2, а, б проведено сравнение экспериментальных $n[1/V]$ и теоретических зависимостей $\bar{n}[1/V]$, полученных из (7). Видно, что для обеих $1D$ -структур модель хорошо описывает эксперимент. Наличие такого согласия с экспериментом допускает предположение о качественном соответствии рассмотренной модели реальному ОП в полученных $1D$ -структурах. Значения физических параметров модели Ω_0 и N_{1D} приведены на рис. 2. Для обеих $1D$ -структур эти параметры имеют близкие значения. Однако на структуре, полученной плазмохимическим травлением, лучше разрешаются $1D$ -уровни в эффекте ШдГ. Эффективная ширина $1D$ -электронного канала W [5] определяется только величинами N_{1D} и Ω_0 и здесь $W \approx 200-210$ нм. Ширина классически разрешенной области для движения электрона поперек полоски на уровне Ферми составляет $W_{\text{кл}} \approx 300$ нм [так как $(W_{\text{кл}} - W) \sim W$, распределение электронов в $1D$ -полоске неоднородно]. Магнитная длина $d_c = 2[(1 + 2(\bar{n}))\hbar/m^*\Omega_c]^{1/2}$ сравнивается с W при $B \sim 1.5$ Т, при этом $\bar{n} \sim 9$. При $B < 1.5$ Т зависимости $n[1/V]$ показывают заметную нелинейность (рис. 2). Когда $B = 0$, данная модель дает $\bar{n} \approx 15.5$.

Модель образования ОП в периодической структуре

Как указывалось выше, при $T = 4$ К и периоде 0.5 мкм полученные $1D$ -структуры без засветки не проводят, $2D$ -канал полностью обеднен. Разумно предположить, что электроны при этом высаживаются на поверхностные состояния протравленных канавок. Для оценки энергии электрона в этих состояниях E_0 , а также для исследования ОП рассмотрим модель полностью обедненной $1D$ -периодической структуры с плотностью заряда

$$\rho[x, y, z] = \rho_1[x, z] + \rho_2[z], \quad (8)$$

где $\rho_1[x, z]$ — эффективная плотность заряда в поверхностных состояниях канавок, $\rho_2[z]$ — в $2D$ -слое, и диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon = 1 \text{ при } z < 0 \text{ и } \varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} \approx 13 \text{ при } z \geq 0. \quad (9)$$

В (8) $\rho_1[x, z] = 2eN_0\delta[z]$ при $(k - 1/4)\lambda < x < (k + 1/4)\lambda$ и $\rho_1[x, z] = 0$ при $(k + 1/4)\lambda < x < (k + 3/4)\lambda$; $\rho_2[z] = eN_0\delta[z - \Delta]$; $\delta[z]$ — дельта-функция; $k = \dots -1; 0; 1; 2; \dots$; N_0 — плотность электронов в $2D$ -канале исходного гетероперехода; λ — период $1D$ -структуры; Δ — среднее расстояние от поверхности $1D$ -структуры до гетерограницы. В плоскости $z = \Delta$ при $(k + 1/4)\lambda < x < (k + 3/4)\lambda$ располагаются области $2D$ -канала, которые находятся рядом с непротравленной

поверхностью структуры. Решение уравнения Пуассона для этой модели дает распределение потенциала при $0 \leq z \leq \Delta$ в виде

$$\varphi [x, z] = \frac{4\pi eN_0 z}{\epsilon_{\text{GaAs}}} + \sum_{r=1}^{\infty} \varphi_r [z] \cos [(2r-1)qx], \quad (10)$$

где

$$q = 2\pi/\lambda \quad \text{и} \quad \varphi_r [z] = \frac{(-1)^r 16eN_0 \exp [-(2r-1)qz]}{(\epsilon_{\text{GaAs}} + 1)(2r-1)^2 q}.$$

Из (10) следует, что при $x = k\lambda$ $\varphi [x, z=0]$ достигает минимума, при $x = (1/2 + k)\lambda$ $\varphi [x, z=\Delta]$ — максимума. При обозначении $\varphi_{\min, n} = \varphi [x=0, z=0]$ и $\varphi_{\max, 2D} = \varphi [x=\lambda/2, z=0]$ выражение

$$\Delta E = (-e)(\varphi_{\min, n} - \varphi_{\max, 2D}) \approx e^2 N_0 \left[\frac{4\pi\Delta}{\epsilon_{\text{GaAs}}} + \frac{16(1 + \exp[-q\Delta])}{(1 + \epsilon_{\text{GaAs}})q} \right] \quad (11)$$

представляет собой максимальную электростатическую добавку к энергии поверхностных состояний, которые расположены вблизи $x = k\lambda$, при полном обеднении $2D$ -канала. Эта добавка отсчитывается относительно минимума дна зоны проводимости $2D$ -канала, который достигается при $x = (1/2 + k)\lambda$, т. е. рядом с непротравленной поверхностью структуры. Первый член в (11) описывает уменьшение ΔE при увеличении глубины травления, второй — ее рост при увеличении периода структуры. При подстановке в (11) численных значений, соответствующих эксперименту: $\lambda = 0.5$ мкм, $N_0 \approx 3 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$, $\Delta \approx 50$ нм, получается $\Delta E \sim \sim 0.8$ эВ. Обозначая минимум дна зоны проводимости $2D$ -канала в виде E_c , из условия $E_0 + \Delta E \leq E_f \leq E_c$ получаем

$$E_0 \leq E_c - 0.8 \text{ эВ}. \quad (12)$$

Если в (11) $\Delta = \text{const}$, то $\Delta E \sim \lambda$. Поэтому при больших λ , когда $(E_0 + \Delta E) > E_c$, часть электронов перейдет в области $2D$ -канала, которые расположены рядом с непротравленной поверхностью структуры. Таким образом, структура будет проводить без засветки. Граничное значение λ , при котором $(E_0 + \Delta E) = E_c$, определяется величинами E_0 и Δ . Следовательно, такая $1D$ -структура чувствительна к состоянию поверхности.

Найдем $1D$ -уровни энергии электрона в $2D$ -канале при полном обеднении. Гамильтониан для $2D$ -движения электрона равен

$$\hat{\mathcal{H}} = \left[\frac{(\hat{p}_{xy})^2}{2m^*} - e\varphi [x, z = \Delta] \right], \quad (13)$$

где $\varphi [x, z = \Delta]$ дается (10). Потенциальная энергия периодична по x и имеет минимумы, которых она достигает при $x = (1/2 + k)\lambda$. При разложении потенциальной энергии в ряд в области такого минимума, пренебрегая высшими членами, получаем для нее выражение

$$-e\varphi [x, z = \Delta] \approx -e\varphi [x_{\min}, z = \Delta] + \frac{4e^2 N_0 q}{(1 + \epsilon_{\text{GaAs}}) \text{ch} [q\Delta]} (x - x_{\min})^2. \quad (14)$$

Если (14) подставить в (13) и включить в рассмотрение магнитное поле, то получится гамильтониан, аналогичный (1). Ω_0 полученного гамильтониана выражается в виде

$$\Omega_0 = \left[\frac{8e^2 N_0 q}{(1 + \epsilon_{\text{GaAs}}) m^* \text{ch} [q\Delta]} \right]^{1/2}. \quad (15)$$

После подстановки в (15) численных значений, которые соответствуют значениям параметров для наших 1D-структур, получаем

$$\Omega_0 \approx 8 \cdot 10^{12} \text{ Гц}. \quad (16)$$

Таким образом, согласно модели (8), (9), значение параметра Ω_0 для полностью обедненной 1D-структуры в несколько раз больше соответствующих значений для засвеченных 1D-структур, которые получены выше при анализе экспериментальных данных. Поэтому для объяснения этих экспериментальных Ω_0 необходимо учесть влияние самих 1D-электронов на ОП. В связи с этим рассмотрим модель засвеченной 1D-структуры, в которой диэлектрическая проницаемость дается (9), а эффективная плотность заряда выражением

$$\rho [x, y, z] = \rho_1 [x, z] + \rho_2 [x, z], \quad (17)$$

где $\rho_1 [x, z] = -2eN_{\text{эфф}} \delta [z]$ при $(k-1/4)\lambda < x < (k+1/4)\lambda$ и $\rho_2 [x, z] = -e \times \times (N_{1D}/W_{1D}) \delta [z-\Delta]$ при $((k+1/2)\lambda - W_{1D}/2) < x < ((k+1/2)\lambda + W_{1D}/2)$. При других значениях x ρ_1 и ρ_2 равны нулю, ρ_1 имеет тот же смысл, что и в (8), ρ_2 описывает плотность заряда в 1D-полосках, N_{1D} и W_{1D} — параметры полосок. В (17) опущен член вида $\rho [z]$, необходимый для электронейтральности, поскольку он не влияет на Ω_0 . Эта модель дает выражение для Ω_0 в виде

$$\Omega_0 = [\Omega_+^2 - \Omega_-^2]^{1/2}, \quad (18)$$

$$\Omega_+^2 \approx \frac{16e^2 N_{\text{эфф}} q \exp [-q\Delta]}{(1 + \epsilon_{\text{GaAs}}) m^*}, \quad (19)$$

$$\Omega_-^2 \approx \frac{4e^2 N_{1D} q \sin [1/2qW_{1D}]}{\epsilon_{\text{GaAs}} m^* W_{1D}} \left[1 + \frac{\epsilon_{\text{GaAs}} - 1}{\epsilon_{\text{GaAs}} + 1} \exp [-2q\Delta] \right]. \quad (20)$$

При вычислении (19) и (20) использовались только первые члены разложения плотности заряда (17) по $\cos [rqx]$, где $r=0; 1; \dots$. Подстановка в (18)—(20) численных значений, соответствующих эксперименту: $N_{1D} \approx 1.34 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$, $W_{1D} = W \approx 200 \text{ нм}$ и для других параметров значений, использовавшихся ранее, определяет зависимость Ω_0 от $N_{\text{эфф}}$. Для согласования этой зависимости $\Omega_0 [N_{\text{эфф}}]$ со значением, полученным при анализе эксперимента, необходимо положить

$$N_{\text{эфф}} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}. \quad (21)$$

При этом $\Omega_- \approx 10.6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и $\Omega_+ \approx 10.8 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Рассматриваемая модель показывает влияние электронов в 1D-полосках на ОП, которое описывается Ω_- в (18). Из сравнения численных значений следует, что $\Omega_0^2 \ll \Omega_-^2$, Ω_+^2 . Таким образом, условие согласия модели с экспериментом приводит к выводу, что ОП в наших структурах формируется как поверхностным зарядом, так и самими 1D-электронами.

Приближение потенциальной энергии электрона в 2D-слое членом $-\cos [q x]$, как в (19), (20), и разложение ее вблизи минимумов до члена $\sim x^4$ дают

$$-e\varphi \approx (1/2) m^* \Omega_0^2 x^2 - (1/24) m^* \Omega_0^2 q^2 x^4, \quad (22)$$

где Ω_0 взято из (18)—(20). Сравнение с экспериментальной зависимостью n [$1/V$] (рис. 2, б) определяет значения параметров модели (22) для рассматриваемого случая:

$$\Omega_0 \approx 2.4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}, N_{1D} \approx 1.35 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}. \quad (23)$$

Эти результаты получены при вычислении электронного энергетического спектра с учетом последнего члена в (22) в первом приближении теории возмущений. Среднеквадратичное отклонение теоретической V [n] от экспериментальной для каждого из двух рассмотренных случаев ОП имеет значение $\approx 1.4\%$. Таким образом, зависимость n [$1/V$], приведенная на рис. 2, б, не чувствительна к ангармонизму ОП. Значения Ω_0 для этих ОП различны, значения N_{1D} практически совпадают.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Proc. VIII Int. Conf. on Electron. Properties of Two-Dimensional Systems. Grenoble (1989).
- [2] W. T. Tsang, S. Wang. Appl. Phys. Lett., 28, 44 (1976).
- [3] H. van Houten, B. J. van Wees, M. G. J. Heijman, J. P. Andre. Appl. Phys. Lett., 49, 1781 (1986).
- [4] H. van Houten, B. J. van Wees, J. E. Mooij, G. Roos, K. F. Berggren. Superlatt. Microstruct., 3, 497 (1987).
- [5] K. F. Berggren, G. Roos, H. van Houten. Phys. Rev. B, 37, 10118 (1988).
- [6] K. F. Berggren, T. J. Thornton, D. J. Newson, M. Pepper. Phys. Rev. Lett., 57, 1769 (1986).
- [7] J. C. Maan. Two-Dimensional Systems, Heterostructures and Superlattices (ed. by G. Bauer, F. Kuchar, H. Heinrich), 183. Berlin (1984).
- [8] S. B. Kaplan, A. C. Warren. Phys. Rev., 34, 1346 (1986).
- [9] L. Smrcka, H. Havlova, A. Isihara. J. Phys. C, 12, L457 (1986).

Редактор Ю. Б. Лянда-Геллер
