

## КВАНТОВЫЕ НИТИ С УПРАВЛЯЕМОЙ ШИРИНОЙ ПРОВОДЯЩЕГО КАНАЛА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$

С. В. Дроздов, Г. Д. Кипшидзе, А. М. Крещук, М. М. Кулагина,  
С. В. Новиков, И. Г. Савельев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 9 августа 1993 г. Принята к печати 30 августа 1993 г.)

Объектом исследований являлись квантовые нити с субмикронными (до 0.3 мкм) размерами на основе селективно-легированных анизотипных инвертированных гетероструктур  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ . Для получения таких образцов разработана методика, базирующаяся на использовании оптической фотолитографии и двухступенчатого химического селективного травления.

Проведено сопоставление низкотемпературных гальваномагнитных свойств электронного газа в тонких квантовых нитях и в широком образце, а также анализ отрицательного магнитосопротивления тонких нитей в различных состояниях образца в режиме замороженной фотопроводимости. Показано, что с помощью освещения GaAs-светодиодом можно менять поверхностную концентрацию носителей в пределах  $(0.5 \div 3.2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а ширину проводящего канала в квантовых нитях — от 3 до 900 нм. За счет эффекта замороженной фотопроводимости указанные изменения сохраняются и после выключения света.

### Введение

Создание и изучение проводящих структур с размерностью меньше двух в настоящее время — одно из важнейших и перспективнейших направлений современной физики полупроводников. Основными объектами исследования в этом случае являются квантовые нити или квантовые точки на основе селективно-легированных гетероструктур (ГС) в системе  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  (см., например, [1–3]). Однако практически не исследованы возможности создания и свойства таких структур на основе других актуальных систем, альтернативных  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ , в частности, селективно-легированных ГС  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ . Нам не встречались в литературе данные о создании и изучении проводящих квантовых нитей в этой системе, за исключением работ [4, 5], где приводятся результаты по созданию и исследованию фотолюминесценции в субмикронных каналах лазерных структур.

Предварительные исследования и теоретический анализ показывают, что научный интерес к низкомерным объектам значительно возрастает, если существует возможность управления геометрическими размерами проводящего канала в них. Для ГС  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  это осуществляется, как правило, путем создания разделенного затвора в виде барьера Шоттки и подачи на него запирающего напряжения. В случае ГС  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  этот путь сильно затруднен из-за малой высоты барьера металл —  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Поэтому актуальным является исследование альтернативных путей управления геометрическими размерами проводящего канала.

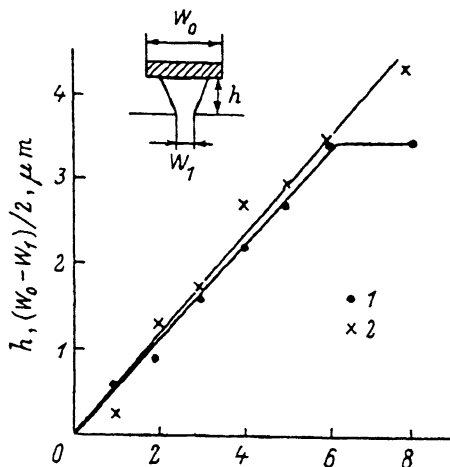


Рис. 1. Зависимость глубины травления  $h$  (1) и величины подтравы под фоторезист  $(W_0 - W_1)/2$  (2) от времени травления. На вставке приведена форма полученной мезы.

В связи с вышеизложенным, цель работы — создание субмикронных проводящих нитей на основе ГС  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  и исследование возможности управления шириной проводящего канала в них с использованием эффекта замороженной фотопроводимости.

#### Методика подготовки объекта исследования

Исследуемые в данной работе селективно-легированные ГС  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  с двумерным электронным газом (2МЭГ) выращивались жидкофазной эпитаксией на полуизолирующих подложках  $\text{InP}$  (100) по методике, описанной ранее [6], и содержали три эпитаксиальных слоя:  $\text{InP}$  — буфер, с низкой концентрацией примесей;  $n\text{-InP}$  — источник электронов; чистый слой  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , в котором расположен 2МЭГ. Толщина верхнего слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  варьировалась от 3.5 до 0.3 мкм.

Создание тонких проводящих каналов осуществлялось химическим травлением через маску. Маска из позитивного фоторезистора ФП-051Ш создавалась оптической фотолитографией, разрешение которой не позволяло получать элементы с размерами меньше 2 мкм. Дальнейшее уменьшение ширины нити в области расположения 2МЭГ на гетерогранице между  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  и  $\text{InP}$  осуществлялось за счет использования селективного травителя  $\text{H}_3\text{PO}_4 : 8 \cdot \text{H}_2\text{O}_2 : 40 \cdot \text{H}_2\text{O}$ , с помощью которого осуществлялся подтрав слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  под маской фоторезистора (форма полученной мезы показана на вставке рис. 1), практически не затрагивая слоя  $\text{InP}$ . Для исследований свойств данного травителя проводились эксперименты на структуре с толщиной верхнего слоя около 3.5 мкм и шириной полоски фоторезистора  $W_0 = 9.2$  мкм. Результаты такого эксперимента представлены на рис. 1 в виде зависимости глубины травления  $h$  и величины подтравы под фоторезист  $(W_0 - W_1)/2$  (где  $W_1$  — ширина мезы на расстоянии  $h$  от поверхности) от времени травления. Видно, что скорости вертикального и горизонтального травления  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  для данного травителя равны между собой и составляют  $0.55 \div 0.6$  мкм/мин. При достижении же гетерограницы на глубине 3.4 мкм вертикальное травление прекращается, а горизонтальное продолжается практически с той же скоростью. После достижения нужной ширины мезы в области гетерограницы, где расположен 2 МЭГ, слой  $\text{InP}$  убирался селективным травителем  $\text{HCl} : 2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ,

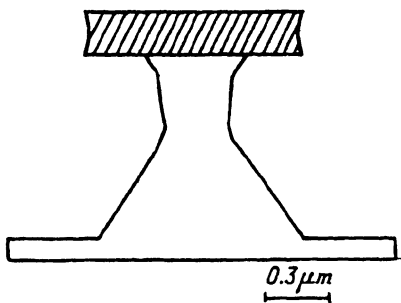


Рис. 2. Фотография поперечного сечения нити, полученная на электронном микроскопе.

который практически не травит  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  и соответственно не меняет размер мезы в области локализации 2МЭГ. Фотография меза-структуры, полученная с помощью электронного микроскопа, приведена на рис. 2. Видно, что применение данной методики позволяет получать каналы с субмикронными размерами (на рисунке эта величина не превышает 0.3 мкм).

Описанный выше способ использовался для создания образцов, предназначенных для изучения электрофизических свойств квантовых проволочек на основе ГС  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ . Для этого на ГС вытравливались меза-формы, состоящие из

последовательно включенных широкого образца с холловскими и потенциальными контактами и десяти параллельных нитей (схематическое изображение геометрии образца приведено на вставке рис. 3). Это позволяло нам одновременно исследовать электрофизические параметры тонких нитей и обычного 2МЭГ в широком образце. Используемый шаблон задавал длину нити  $L = 10$  мкм и ее исходную ширину 2 мкм. Слой  $\text{InGaAs}$  травился селективным травителем в течение 1 мин 45 с, что приводило к уменьшению ширины нити в области 2МЭГ до величины  $W_H \approx 1.0 \pm 0.05$  мкм, называемой далее металлургической шириной квантовых нитей.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

На полученных структурах проводились гальваномангнитные измерения при  $T = 4.2$  К в отсутствие освещения и в режиме замороженной фотопроводимости (ЗФП). Эффект ЗФП наблюдается при низких температурах в ГС и заключается в том, что концентрация 2МЭГ возрастает при освещении и не изменяется при выключении света. Дополнительные порции света приводят к последовательному росту концентрации вплоть до насыщения ЗФП (НЗФП). Для возвращения образца в исходное состояние необходимо отогреть его до температуры, превышающей 100 К.

На рис. 3 приведены зависимости сопротивлений 2МЭГ в широком образце  $R_2$  и электронного газа в нитях  $R_w$ , нормированные на квадрат пленки ( $R_w$  нормировалось на металлургическую ширину проволочек и на длину  $L$ ), от времени освещения структуры. Подсветка осуществлялась GaAs — светодиодом, расположенным на штоке вблизи образца. Видно, что под воздействием света  $R_2$  уменьшается менее чем в 10 раз, в то время как  $R_w$  изменяется более чем на три порядка.

Для объяснения столь большой разницы в изменении сопротивлений остановимся подробнее на механизме ЗФП в исследованных структурах. Для упрощения ситуации рассмотрим изменения в образце под воздействием света в двух различных плоскостях. Первая плоскость проходит вдоль нити и перпендикулярна гетерогранице, а вторая — перпендикулярна и нити, и гетерогранице.

На рис. 4, а приведена динамика зонной структуры при освещении образца межзонным светом в первом случае. Причиной ЗФП в исследуемых ГС  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ , как было показано нами ранее [7], является разделение электронно-дырочных пар встроенным электрическим полем в  $p\text{-InGaAs}$ . В результате электроны падают в потенциальную яму на гетерогранице, а дырки высаживаются на ионизованные акцепторы в области пространственного заряда

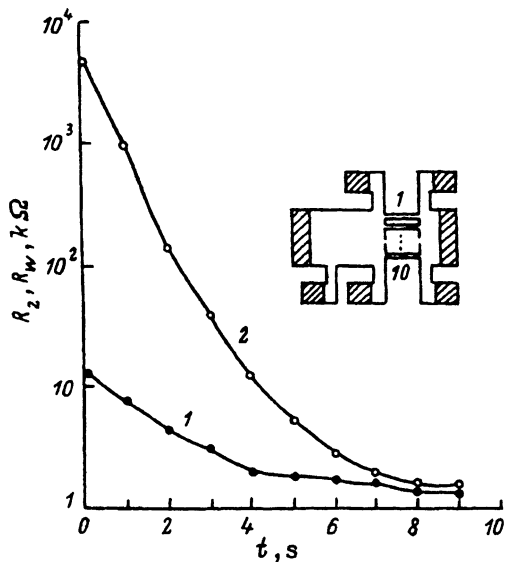


Рис. 3. Зависимости нормированных на квадрат сопротивлений 2МЭГ в широком образце  $R_2$  (1) и электронного газа в нитях  $R_W$  (2) в режиме замороженной фотопроводимости от времени освещения структуры. На вставке — схематическое изображение геометрии исследованного образца.

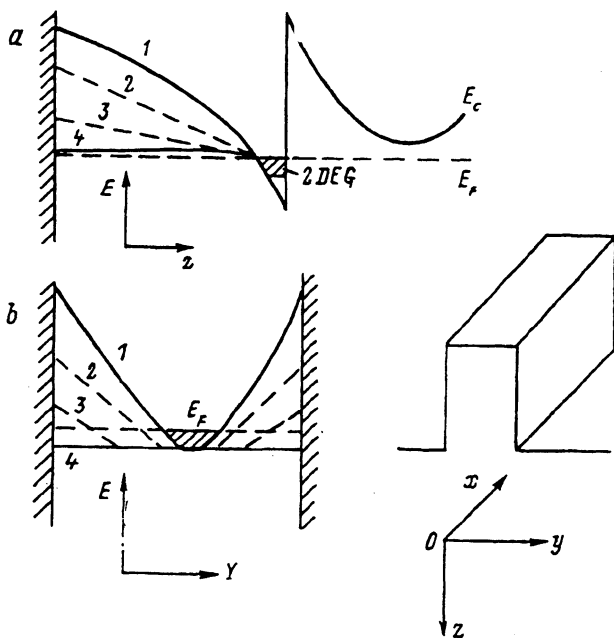


Рис. 4. Зонная диаграмма структуры в квантовой нити в плоскости, проходящей через нить и перпендикулярной гетерогранице (а), перпендикулярной нити и гетерогранице (б). Кривые соответствуют различным состояниям образца: 1 — исходному, 2, 3 — режиму замороженной фотопроводимости, 4 — насыщению замороженной фотопроводимости.

(ОПЗ) в InGaAs и, если толщина этого слоя не превышает 1 мкм, — на поверхностные состояния (в нашем случае толщина InGaAs  $\approx 0.4$  мкм). При этом изгиб зон и соответственно электрическое поле в слое InGaAs уменьшается, и рост концентрации 2МЭГ в режиме ЗФП прекращается, когда зоны на поверхности спрямляются, т. е. осуществляется режим НЗФП (см. рис. 4, а, кривая 4). Это рассмотрение справедливо как для нитей, так и для широких образцов с 2МЭГ и описывает процесс изменения концентрации в структуре под воздействием света. Однако оно не объясняет значительно более существенного экспериментально наблюдаемого изменения сопротивления в нитях.

Перейдем теперь к рассмотрению второго случая. Схематическое изображение зонной диаграммы нити в поперечном сечении показано кривой 1 на рис. 4, б. При этом учитывается, что пининг уровня Ферми осуществляется также и на боковых границах вытравленной мезы. На рис. 4, б это отражается в изгибе зон и существовании ОПЗ у границ образца. Наличие ОПЗ может существенно уменьшить ширину проводящей области в тонких проволочках и в то же самое время оно практически не влияет на сопротивление широкого образца, так как его геометрические размеры много больше толщины ОПЗ  $l_s$ . Величина ОПЗ  $l_s$  рассчитывалась в работе [8]. Она зависит от приповерхностного изгиба зон  $E_s$ , связанного с поверхностным зарядом, и от концентрации 2МЭГ  $n_s$ :

$$l_s = \frac{E_s \kappa}{2\pi e^2 n_s}, \quad (1)$$

где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

При освещении образца межзонным светом приповерхностное поле разделяет индуцированные светом электронно-дырочные пары. Дырки высаживаются на поверхностные состояния, что приводит к уменьшению поля и, как следствие, уменьшению толщины ОПЗ у поверхности. Динамика процесса показана на рис. 4, б кривыми 2—4. Видно, что этот эффект может существенно повлиять на ширину проводящего канала и соответственно на сопротивление тонких нитей, в то же время практически не оказывая влияния на сопротивление широких двумерных образцов. Данное описание позволяет объяснить наблюдаемое на эксперименте различие в изменении сопротивления широкого и узкого образцов под воздействием света (рис. 3).

Насыщение этого эффекта произойдет, когда встроенное электрическое поле будет равно нулю и зоны выпрямятся (положение 4 на рис. 4, б). При этом ширина проводящего канала в нити должна сравняться с металлургической шириной нити  $W_H$ . Сопротивление такой нити, нормированное на  $W_H \cdot L$ , равно истинному сопротивлению квадрата проводящей пленки. Если химическая обработка не нарушила свойств 2МЭГ в нитях, то таким образом нормированное сопротивление должно равняться сопротивлению квадрата пленки 2МЭГ на широком образце, что и наблюдается на эксперименте (см. рис. 3). Кроме того, в условиях, близких к режиму НЗФП, и в состоянии НЗФП как на широкой части образца, так и на нитях наблюдаются синфазные осцилляции Шубникова—де-Гааза (ОШГ). Концентрации носителей, определенные из периода ОШГ, совпадают друг с другом и с данными, полученными из холловских измерений:  $n_s = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Помимо этого, по затуханию амплитуды ОШГ в обоих случаях определялось одночастичное время релаксации  $\tau_q$  [9]. С точностью до 10% величины  $\tau_q$  одинаковы для широкого и узкого образцов и примерно в 4 раза меньше, чем транспортное время, определенное из холловской подвижности, что типично для 2МЭГ в исследуемых ГС [9]. Таким образом, в режиме НЗФП параметры электронного газа

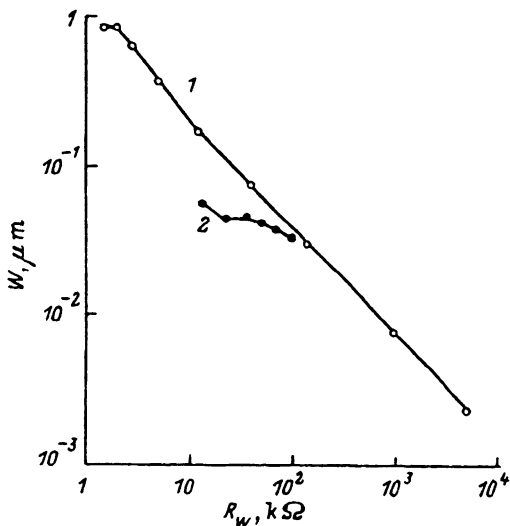


Рис. 5. Ширина проводящего канала нити  $W$  как функция сопротивления нитей  $R_W$  в режиме замороженной фотопроводимости. Зависимости получены: 1 — из соотношения сопротивлений нитей и широкого образца в предположении идентичности параметров электронного газа в них, 2 — из анализа отрицательного магнитосопротивления квантовой нити в слабых магнитных полях.

в нитях такие же, как и в широкой части образца. Это позволяет предположить, что параметры электронного газа (концентрация, нормированная на квадрат, и подвижность) в широком образце и нитях совпадают во всем диапазоне их изменения, а не только в режиме НЗФП, и оценить ширину проводящего канала в нитях как  $W = R_2 \cdot L / (10 \cdot R_W)$ .

На рис. 5 приведена полученная таким образом зависимость  $W$  при различных уровнях ЗФП от сопротивления нитей  $R_W$  (кривая 1). Видно, что ширина проводящего канала под воздействием света изменяется в очень широких пределах от  $\approx 900$  (в режиме НЗФП) до  $\approx 3$  нм (в отсутствие освещения). Следует отметить, что в режиме насыщения замороженной фотопроводимости величина  $W \approx 900$  нм весьма близка к металлургической ширине полоски  $W_H \approx 1.0 \pm 0.05$  мкм. В исходном же состоянии (т. е. до освещения) сопоставление величин  $W$  и  $W_H$  позволяет определить ширину приграничной области полного обеднения  $l_s = (W_H - W) / 2 \approx 490$  нм. Зная эту величину и используя теоретическое выражение (1), мы можем определить нормированную на квадрат концентрацию электронов в квантовой нити в исходном состоянии  $n_s \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (величина  $E_s$  для  $p\text{-InGaAs}$  определялась нами ранее [9] и составляла 0.3 эВ). Концентрация 2МЭГ, определенная по холловским измерениям на широком образце в этом же состоянии, дает величину  $n_s = 5.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Полученное совпадение подтверждает как допустимость сделанных выше предположений, так и справедливость теоретического выражения (1) для толщины области пространственного заряда в двумерном случае.

Помимо этого, ширина проводящего канала в квантовых нитях определялась нами независимым способом, основанным на исследовании отрицательного магнитосопротивления (ОМС), связанного с квантовыми поправками к проводимости тонких нитей [10]. С этой целью в нескольких состояниях образца измерялось магнитосопротивление нитей в слабых магнитных полях  $H \leq 0.5$  кГс. Обнаружено, что при 4.2 К сопротивление проволочек уменьшается с увеличением  $H$ , т. е. наблюдается ОМС, которое обычно связывается с подавлением магнитным полем слабой локализации носителей. Типичные экс-

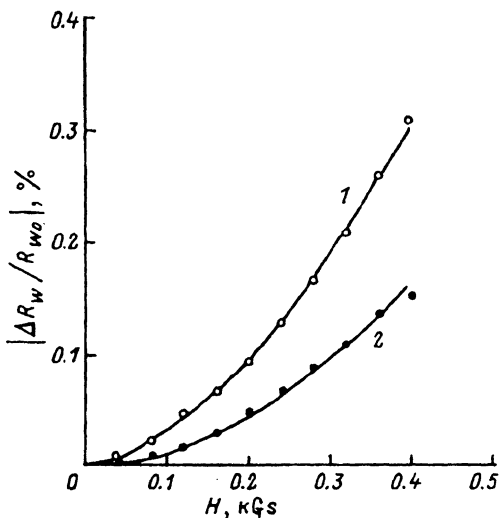


Рис. 6. Зависимость магнитосопротивления нитей от магнитного поля для двух состояний образца [ $R_0 = 22.8$  (1) и  $97.9$  кОм (2) при  $H = 0$ ]. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет на основе выражения (2) при использовании параметров  $l_p$ , нм: 1 — 67, 2 — 34;  $W$ , нм: 1 — 46, 2 — 31.

периментальные зависимости модуля относительной величины ОМС  $\Delta R/R_0 = [R(H) - R_0]/R_0$  от магнитного поля для двух уровней ЗФП приведены на рис. 6 точками. Для случая квантовой нити с квазиодномерной проводимостью, т. е. с шириной, существенно превышающей длину волны электрона, но меньшей длины локализации  $l$ , теоретическое выражение для магнитосопротивления, связанного с подавлением слабой локализации, может быть записано в следующем виде [11]:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R_0}{L} \frac{e^2}{\pi \hbar} \left[ l_p - \left( l_p^{-2} + \frac{e^2 W^2 H^2}{3 \hbar^2} \right)^{-0.5} \right]. \quad (2)$$

Сопоставляя экспериментальные зависимости (точки на рис. 6) с зависимостями, рассчитанными на основе выражения (2) (сплошные кривые на рис. 6), мы определили значения  $l_p$  и  $W$ . В исследованных состояниях образца величина  $l_p$  лежит в диапазоне от 34 до 92 нм, а  $W$  — от 30 до 58 нм, т. е. везде выполняется условие применимости квазиодномерного рассмотрения  $W > l_p$ . Определенные из анализа ОМС значения  $W$  как функции сопротивления квантовых нитей приведены на рис. 5, кривая 2. Анализируя данные, приведенные на рис. 5, можно заключить, что значения ширины проводящего канала в нитях, определенные из сопоставления сопротивления нитей и широкого образца (зависимость 1) и из анализа ОМС (зависимость 2), близки друг другу и их изменения при засветке также качественно совпадают. Таким образом, полученные результаты подтверждают предложенную нами модель, связывающую сильное изменение сопротивления квантовой нити при освещении с существенным изменением толщины проводящего канала в них.

### Заключение

Разработана методика создания квантовых нитей с субмикронными размерами для селективно-легированных анизотипных инвертированных ГС

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ . Сопоставление гальваномагнитных свойств электронного газа в тонких квантовых нитях и в широком образце, а также анализ отрицательного магнитосопротивления квантовых нитей показали, что с помощью подсветки можно менять поверхностную концентрацию носителей в пределах  $(0.5 \div 3.2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а ширину проводящего канала в проволочках — от 3 до 900 нм. За счет эффекта замороженной фотопроводимости указанные изменения сохраняются и после выключения света.

Данная работа проведена при частичной финансовой поддержке Американского Физического Общества из средств Фонда Сороса и Российского Фонда фундаментальных исследований.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] A. D. C. Grassie, K. M. Hutchings, M. Lakrimi, C. T. Foxon, J. J. Harris. *Phys. Rev. B*, **36**, 4551 (1987).
- [2] A. Scherer, M. L. Roukes, H. G. Craighead, R. M. Ruthen, E. D. Beebe, J. P. Harbison. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 2133 (1987).
- [3] M. L. Roukes, A. Scherer, H. G. Craighead, S. J. Allen, R. M. Ruthen, E. D. Beebe, J. P. Harbison. *Surf. Sci.*, **196**, 79 (1988).
- [4] P. Daste, Y. Miyake, M. Cao, Y. Miyamoto, S. Arai, Y. Suematsu, Y. Furuya. *J. Cryst. Growth*, **93**, 365 (1988).
- [5] M. Notomi, T. Tamamura. *Proc. V. Int. Conf. Indium Phosphide and Related Materials*, 715 (1993).
- [6] В. В. Воробьева, М. В. Егорова, А. М. Крещук, С. В. Новиков, И. Г. Савельев, И. И. Сайдашев. *Письма ЖТФ*, **15**, 73 (1989).
- [7] Н. А. Берт, В. В. Воробьева, М. В. Воронцова, А. М. Крещук, С. В. Новиков, К. Ю. Погребницкий, И. Г. Савельев, Д. Ж. Сайфидинов, И. П. Сошников, А. Я. Шик. *ФТП*, **24**, 653 (1990).
- [8] С. Г. Петросян, А. Я. Шик. *ФТП*, **26**, 763 (1992).
- [9] С. Д. Быстров, А. М. Крещук, С. В. Новиков, Т. А. Полянская, И. Г. Савельев. *ФТП*, **27**, 645 (1993).
- [10] K. K. Choi, D. C. Tsui, K. Alavi. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 110 (1987).
- [11] Б. Л. Альтшуллер, А. Г. Аронов. *Письма ЖЭТФ*, **33**, 515 (1981).

Редактор В. В. Чалдышев

---