

УДК 621.315.592

МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВАЯ ЭПИТАКСИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР
НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ $A^{III}B^V$

Обзор

Копьев П. С., Леденцов Н. Н.

Рассмотрена взаимосвязь технических и физических аспектов реализации метода молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) с его преимуществами. Приводятся данные по физико-химическим закономерностям роста и легирования соединений $A^{III}B^V$ и гетероструктур на их основе при МПЭ, уровень понимания которых в последнее время существенно повысился. Рассмотрены особенности варианта МПЭ с использованием молекулярных пучков металлоорганических соединений. Приводятся данные о последних достижениях в области получения материалов и структур с помощью МПЭ.

1. *Введение.* В настоящее время прогресс в таких областях полупроводниковой техники, как микро- и оптоэлектроника, в значительной степени связан с использованием гетероструктур на основе соединений типа $A^{III}B^V$ и их твердых растворов [1]. Первые гетероструктуры с малой плотностью состояний на границе раздела, позволившей реализовывать их потенциальные преимущества, были получены методом жидкостной эпитаксии. С использованием этой технологии были достигнуты значительные успехи, особенно в области светоизлучающих приборов. Однако в последнее время резко возрос интерес к гетероструктурам с тонкими и сверхтонкими слоями (толщиной от десятков до сотен ангстрем), в которых наблюдаются квантово-размерные эффекты [2].

Использование подобных гетероструктур произвело настоящий переворот в полупроводниковой технике, позволило улучшить параметры многих известных приборов микро- и оптоэлектроники и создать целый ряд принципиально новых приборов. Первые многослойные полупроводниковые гетероструктуры со сверхтонкими слоями — композиционные сверхрешетки (СР) были получены газофазной эпитаксией (ГФЭ) в 1970 г. [3]. В настоящее время еще не исчерпаны возможности по созданию гетероструктур со сверхтонкими слоями и наиболее широко распространенной технологией жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [4], однако полностью все преимущества гетероструктур, в особенности со сверхтонкими слоями, были реализованы с развитием новых технологических методов. Одним из таких методов является молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ). Первые работы по МПЭ в современном понимании появились в конце 60-х годов [5]. С тех пор происходило столь бурное развитие этой технологии, что в коротком обзоре затронуть все связанные с ней проблемы и осветить все ее достижения просто невозможно. По этой причине в данной работе мы рассмотрим лишь некоторые особенности МПЭ, имеющие, на наш взгляд, важное значение при выращивании гетероструктур на основе соединений $A^{III}B^V$, отметим достижения МПЭ в данной области, занимаемое ею место, тенденции ее развития.

2. *Технические аспекты реализации.* МПЭ называют метод эпитаксиального выращивания материалов, основанный на химическом взаимодействии одного или нескольких молекулярных или атомных пучков различной интенсивности и состава на поверхности нагретой монокристаллической подложки. Схема типичной установки МПЭ представлена на рис. 1. Исходные вещества помещаются в испарительные ячейки, состоящие из тигля, форма и размер которого обеспе-

чивает требуемую диаграмму направленности пучка, резистивного нагревателя и тепловых экранов. Диаграмма направленности пучка и расстояние между источниками и подложкой определяют однородность параметров выращиваемых слоев и структур. Манипулятор обеспечивает требуемое размещение подложки относительно ячеек и ее нагрев до необходимой температуры. Для улучшения однородности получаемых слоев в ряде случаев применяют вращение подложки.

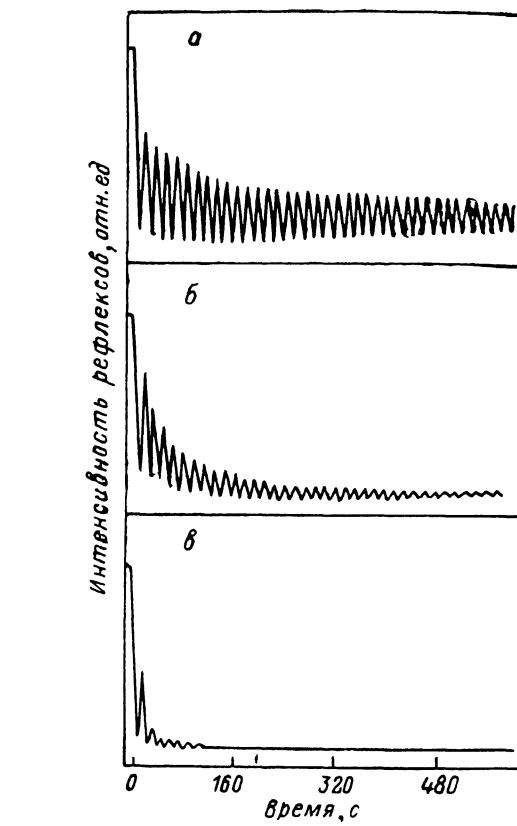
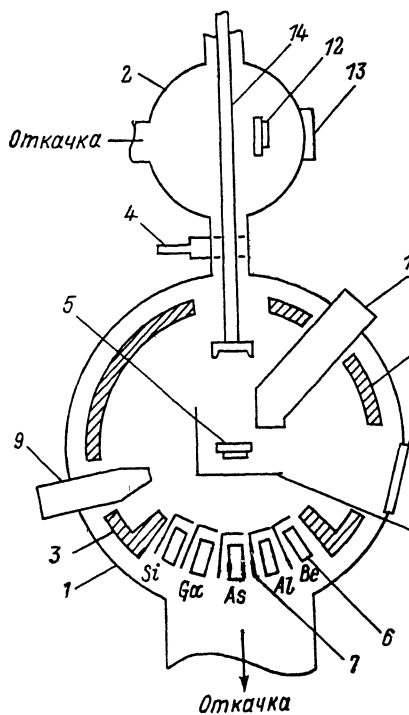


Рис. 1. Схематическое изображение установки МПЭ.

Рис. 2. Зависимость интенсивности дифракционных рефлексов от времени после начала роста.

1 — вакуумная камера роста, 2 — камера перезарядки, 3 — криопанель с жидким азотом, 4 — высоковакуумный затвор, 5 — манипулятор держателя образца, 6 — испарительная ячейка, 7 — заслонка ячейки, 8 — главная заслонка, 9 — электронная пушка ДВЭ, 10 — экран ДВЭ, 11 — масс-спектрометр, 12 — шлюзовый манипулятор, 13 — окно перезарядки, 14 — система перезарядки.

$T_n, ^\circ\text{C}$: а, в — 580, б — 550; отношение потоков As/Ga: а, б — 6, в — 80.

Режим молекулярного пучка [6, 7] при характерных расстояниях между источниками и подложкой обеспечивается начиная с давлений $\sim 10^{-4}$ Тор. Несмотря на это, все установки МПЭ оснащаются средствами получения и поддержания сверхвысокого вакуума ($\sim 10^{-10}$ Тор), как правило, безмаслянными. Одной из причин, обуславливающих это требование, является необходимость получения в ходе предростовой подготовки атомарно-чистой поверхности подложки (см. далее). С другой стороны, для достижения низкого уровня фоновое легирования и соответственно управления свойствами выращиваемых материалов и структур в широком диапазоне необходимо до предела понизить интенсивность неконтролируемых потоков на поверхность подложки. Для достижения этой цели наличие сверхвысокого вакуума является необходимым, но недостаточным условием. Во-первых, достигнутый вакуум отражает равновесие между газовыделением и скоростью откачки, и необходимо использовать конструктивные и тигельные материалы с минимальным газовыделением. Наилучшим ти-

гельным материалом в МПЭ $A^{111}B^V$ является нитрид бора, который рядом с низким газовыделением обладает слабой химической активностью до температур порядка $1500^\circ C$. Во-вторых, необходимо обеспечить криоэкранирование пространства вокруг подложки, чтобы уменьшить паразитные потоки на ее поверхность от стенок камеры, находящихся при комнатной температуре, и нагретых конструктивных элементов установки. Следует контролировать не только полное давление, но и парциальный состав атмосферы и при необходимости изменять его (например, напуском водорода) для уменьшения парциальных давлений наиболее активных компонент и затруднения встраивания нежелательных примесей за счет реакций на поверхности подложки. Обязательно использование в качестве исходных только сверхчистых материалов.

Основным преимуществом МПЭ, обусловившим широкое распространение этой технологии, является внутренне ей присущая возможность управления профилем состава и легирования выращиваемой структуры на монослойном уровне. Режим молекулярного пучка при росте, исключающий взаимодействие между потоками молекул и любые газодинамические эффекты, в сочетании со сравнительно небольшой скоростью роста предоставляет эту возможность. Резкое изменение состава и (или) уровня, и типа легирования осуществляется при открывании или перекрывании соответствующих потоков заслонками, которыми снабжена каждая ячейка. Время срабатывания заслонки (≤ 0.1 с) существенно меньше времени выращивания одного монослоя (~ 1 с). Изменяя температуры ячеек и соответственно интенсивность молекулярных потоков и варьируя при необходимости скорость роста, можно получить любой заданный профиль состава и легирования.

Сверхвысоковакуумные условия и открытая поверхность роста предоставляют широкие возможности для контроля технологического процесса на всех этапах. Исключительно важное значение в этой технологии имеет предварительное получение атомарно-чистой, бездефектной поверхности подложки. Этот процесс включает в себя, как правило, химико-динамическую обработку в полирующем травителе, пассивацию поверхности путем окисления и удаление пленки защитного окисла в вакуумной камере при прогреве [8, 9]. Выбор конкретных травителей и режимов термической обработки зависит от материала подложки. Собственно вакуумное напыление превратилось в МПЭ, когда развитие техники высокого вакуума и поверхностно-чувствительных методов, таких как оже-электронная спектроскопия (ОЭС), дифракция быстрых электронов (ДБЭ), дифракция электронов низких энергий (ДЭНЭ), сделало возможным разработку воспроизводимой технологии получения атомарно-чистых поверхностей.

Установки МПЭ чаще всего оснащаются системами ДБЭ, масс-спектрометрами для контроля пучков и остаточной атмосферы и (или) ионизационными датчиками для контроля потоков. Получившая широкое распространение в последнее время модификация метода ДБЭ — исследование осцилляций интенсивности дифракционных рефлексов во время роста — позволяет контролировать не только структуру поверхности роста, но и ее гладкость на монослойном уровне, длину поверхностной диффузии адатомов и скорость осаждения [10].

Достоинством МПЭ является то, что она распадается на такие элементарные действия (нагрев и охлаждение по заданному закону подложки и источников, открывание и закрывание через определенные промежутки времени и в определенной последовательности заслонок), которые легко могут быть автоматизированы. Поэтому передача технологии структуры с установки, на которой она разрабатывалась, на другие однотипные установки может свестись лишь к передаче программы на каком-либо носителе.

3. *Основные представления о процессах роста.* На начальном этапе исследований МПЭ было обнаружено, что при сравнительно низких температурах подложки, типичных для этого периода, все атомы элемента III группы обладают единичным коэффициентом прилипания к поверхности подложки. При этом молекулы V группы не прилипают к поверхности в отсутствие потока атомов III группы. Таким образом, скорость роста полностью определяется скоростью поступления на поверхность атомов III группы, избыток атомов V группы де-

сорбируется с поверхности. В отличие от элемента III группы, поступающего на поверхность в виде атомов, элемент V группы может поступать в виде различных молекул. Например, в случае МПЭ GaAs мышьяк может поступать на поверхность в виде четырехатомных молекул As_4 (источник пучка — нагретый металлический мышьяк), в виде молекул As_2 (источник пучка — кристаллический GaAs или высокотемпературный разложитель молекул As_4) и в виде атомов As (источник пучка — высокотемпературный разложитель арсина AsH_3). Поступающие на поверхность молекулы мышьяка адсорбируются, вступают на поверхности в реакции ассоциации—диссоциации, взаимодействуют с адатомами Ga с образованием GaAs или десорбируются с поверхности в виде той или иной молекулы. В случае, если полный поток атомов мышьяка на поверхность меньше потока атомов галлия, на поверхности образуются капли жидкого галлия. На основании ранних экспериментов был сделан вывод, что минимальный поток молекул J_{As_2} , необходимый для поддержания роста, равен $1/2 J_{Ga}$, т. е. каждый атом As из молекулы As_2 идет на образование GaAs, в то время как при использовании пучков молекул As_4 в лучшем случае только половина атомов As взаимодействует с галлием с образованием GaAs, и, таким образом, молекулы As_2 более эффективны при МПЭ GaAs [11]. Впоследствии при помощи более точных измерений было показано, что эффективность молекул As_2 и As_4 при МПЭ соединений InAs, GaAs, InGaAlAs одинакова [12] и превышает 55 % [13]. Было также обнаружено, что соотношение различных молекул мышьяка в потоке от поверхности GaAs определяется температурой подложки и величиной потока атомов As на поверхность и не зависит от того, в виде каких молекул мышьяк поступает на поверхность. При температурах подложки T_n , меньших 300 °C, — это молекулы As_4 , при $T_n \geq 400$ °C — молекулы As_2 [11].

На первом этапе исследований господствовало мнение, что МПЭ является сугубо неравновесным процессом, термодинамические представления полностью не применимы к нему и информацию о процессах роста можно получить только путем исследования кинетики конкретных реакций на поверхности. На основе экспериментов с модулированными пучками были развиты представления, согласно которым основную роль при МПЭ $A^{III}B^V$ играют элементарные процессы адсорбции, миграции и десорбции атомов и молекул [11]. Однако даже в случае бинарных соединений реальная картина роста оказалась весьма сложной и не поддающейся анализу в рамках простых представлений [14]. Так, вероятность скачков атомов галлия по узлам кристаллической решетки на поверхности зависит от числа и конфигурации связей с атомами мышьяка в каждом конкретном узле. В имеющихся кинетических моделях МПЭ GaAs обычно пренебрегают процессами отрыва атомов от островков и ступеней роста, концентрацией адатомов мышьяка на поверхности, образованием поверхностных вакансий, десорбцией атомов галлия, процессами, связанными с адсорбцией, сегрегацией и десорбцией примеси, возможными реакциями между примесями и основными элементами, превращением нейтральных атомов примесей в ионы при встраивании в кристаллическую решетку. Даже упрощенные модели, учитывающие лишь число связей, уже требуют вычислительных мощностей суперкомпьютера [15]. Следует иметь также в виду, что изменение одного из параметров системы (напримет, потока элемента V группы) может приводить к изменению других (концентрации адатомов, поверхностных вакансий, плотности ступеней роста и т. д.), поэтому экспериментально наблюдаемые переходные характеристики трудно интерпретировать. В связи с этим, несмотря на очевидную значимость кинетических моделей для повышения уровня понимания процессов роста при МПЭ на микроуровне, пока они терпят неудачу при попытках получения количественных зависимостей. Так, они способны лишь сугубо качественно описать изменение скорости роста или испарения соединений $A^{III}B^V$ от T_n и интенсивности потока молекул V группы. Существенные трудности возникают при попытках описания зависимости состава многокомпонентного твердого раствора от параметров роста, особенно для соединений с двумя элементами V группы. Кинетические модели содержат большое число оценочных параметров, поэтому их авторы могут приходиться к совершенно противоположным выводам, и в целом теория идет позади эксперимента. В связи с этим уже в течение длительного

времени предпринимаются попытки построения целостного термодинамического описания МПЭ [16-22].

Тот факт, что процесс МПЭ осуществляется в сугубо неравновесных условиях, формально не дает оснований утверждать, что термодинамический подход, основывающийся на применении уравнений действующих масс в совокупности с уравнениями сохранения массы взаимодействующих элементов, не может описать состояния системы. Такой подход широко и с успехом применяется для описания многих химических реакций, идущих в сугубо неравновесных условиях. В случае сублимации бинарных соединений (также сугубо неравновесного процесса) адекватность термодинамического подхода была подтверждена многочисленными экспериментальными данными, причем задолго до возникновения МПЭ (см., например, [23]). Стимулировала попытки применения термодинамического описания к процессам МПЭ и возможность использования богатого экспериментального и теоретического материала, накопленного в ГФЭ и ЖФЭ. На первый взгляд, при МПЭ система не может быть описана в рамках термодинамических представлений, поскольку разные ее части находятся при разных температурах. Однако если предположить, что времена термализации атомов и молекул, поступающих на подложку, существенно меньше времени выращивания одного монослоя, то за температуру системы можно принять температуру подложки. Справедливость такого предположения подтверждается тем, что потоки атомов и молекул от подложки имеют ее температуру вне зависимости от температуры потоков на поверхность, а вид молекул мышьяка в потоке от подложки не зависит от того, в виде каких молекул мышьяк поступает на поверхность [11, 24].

Таким образом, рассматривается равновесие в системе «газовая фаза—объем», температура которой определяется температурой подложки, а за равновесные парциальные давления приняты давления, соответствующие потокам атомов и молекул от поверхности подложки. Аналогичный подход применяется для термодинамического описания процесса сублимации бинарных соединений [23].

Далее ввиду особой важности вопроса мы остановимся несколько подробнее на возможностях термодинамического описания.

а) **Бинарные соединения.** Пусть потоку атомов III группы, попадающих на поверхность, соответствует давление p_{III}^0 , а p_{III} — равновесное парциальное давление паров элемента III группы у поверхности, тогда скорость роста

$$V_p = gW (p_{III}^0 - p_{III}) / \sqrt{2\pi mkT}, \quad (1)$$

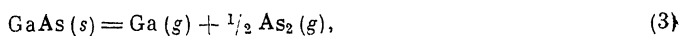
где g — коэффициент прилипания ($g=1$), m — масса молекулы, k — постоянная Больцмана, W — объем молекулы растущего кристалла, T — абсолютная температура.

Пренебрегая слабой температурной зависимостью $T^{-1/2}$, получим

$$V_p = t (p_{III}^0 - p_{III}(T)), \quad (2)$$

где t — константа.

Рассмотрим реакцию между основными компонентами при МПЭ [24]:



Уравнение действующих масс для реакции (3)

$$p_{\text{Ga}} p_{\text{As}_2}^{1/2} / \alpha_{\text{GaAs}} = K_{\text{GaAs}} = 2.73 \cdot 10^{11} \exp(-4.72/kT), \quad (5)$$

где p_{Ga} , p_{As_2} — парциальные равновесные давления галлия и мышьяка у поверхности подложки (в атм), α_{GaAs} — активность GaAs в твердой фазе, равная единице в случае бинарного соединения, величина константы равновесия, согласно [25], kT (в эВ).

Для реакции (4)

$$K_{As} = p_{As_1} p_{As_2}^{-2}, \quad \lg K_{As} = 27.3 \cdot 10^3/T - 19.8. \quad (6)$$

Согласно уравнению сохранения масс, если полагать, что потоки атомов As и Ga, идущие на рост, равны

$$p_{Ga}^0 - p_{Ga} = p_{As}^0 - (4p_{As_1} + 2p_{As_2}), \quad (7)$$

p_{As}^0 соответствует скорости поступления атомов мышьяка на поверхность. При $T_{\pi} \geq 500^\circ \text{C}$, $p_{As}^0 = 10^{-5}$ Тор, согласно (6), имеем $p_{As_2} \gg p_{As_1}$, тогда, если $p_{As}^0 \gg \gg p_{Ga}$, имеем $p_{As}^0 \approx 2p_{As_2}$ и

$$V_p = t(p_{Ga}^0 - p_{Ga}) = t[p_{Ga}^0 - K_{GaAs}(p_{As_2}^0/2)^{-1/2}]. \quad (8)$$

Эта зависимость хорошо описывает изменение скорости роста GaAs при МПЭ с изменением температуры [26]. Энтальпия испарения GaAs, экспериментально измеренная для МПЭ условий в работе [27], равна +4.7 эВ [ср. со значением 4.72 эВ в (5)], а скорость испарения при данной температуре оказывается обратно пропорциональной корню из потока мышьяка, что соответствует соотношениям (5), (8). В случае роста при $p_{As}^0/p_{Ga} \approx 1$ (Ga — обогащенные условия) p_{As_2} определяется давлением паров мышьяка вдоль Ga—GaAs ликвидуса GaAs [25]:

$$p_{As_2}^{1/2} = 9.49 \cdot 10^6 \exp(-1.98/kT). \quad (9)$$

Образование преципитатов мышьяка на поверхности GaAs при МПЭ невозможно, так как при типичных температурах подложки равновесное давление мышьяка над металлическим мышьяком составляет от нескольких единиц Торричелли до десятков атмосфер.

Таким образом, и в термодинамической модели скорость роста определяется в основном скоростью поступления атомов Ga, а избыточный по сравнению с необходимым для связывания атомов Ga поток мышьяка переиспаряется и лишь определяет точку на фазовой диаграмме внутри области гомогенности и соответственно тип и концентрацию точечных дефектов.

б) Т в е р д ы е р а с т в о р ы. При МПЭ твердого раствора (например, $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$) активности GaAs и InAs в твердой фазе равны

$$a_{\text{GaAs}} = \gamma_{\text{GaAs}} x = \exp[\Omega_{\text{InAs-GaAs}}(1-x)^2/kT] x, \quad (10)$$

$$a_{\text{InAs}} = \gamma_{\text{InAs}}(1-x) \exp[\Omega_{\text{InAs-GaAs}} x^2/kT](1-x), \quad (11)$$

где Ω — параметры взаимодействия [28], $\Omega_{\text{InAs-GaAs}} = 0.13$ эВ. С учетом (10), (11) парциальное давление паров больше летучего металлического компонента:

$$p_{\text{In}} = \gamma_{\text{InAs}}(1-x) K_{\text{InAs}} p_{\text{As}_2}^{-1/2} = (1-x) \exp[\Omega x^2/kT] K_{\text{InAs}} p_{\text{As}_2}^{-1/2}, \quad (12)$$

где γ_{InAs} — коэффициент активности InAs в твердой фазе. Величины констант равновесия для некоторых соединений приведены в табл. 1. Значение $\Delta H_{\text{In}} = 4.4$ эВ, экспериментально определенное из температурных зависимостей скоростей испарения для InGaAs, InGaAlAs и InAlAs [12, 29], и зависимость скорости роста от давления мышьяка [30] хорошо согласуются с расчетом по (12) (табл. 1). Для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, согласно [28], $\Omega = 0$, тогда

$$p_{\text{Ga}} = (1-x) K_{\text{GaAs}} p_{\text{As}_2}^{-1/2}, \quad (13)$$

откуда видно, что при тех же T_{π} и p_{As_2} скорость испарения галлия в случае МПЭ GaAs больше, чем при МПЭ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, что соответствует экспериментальным данным [27].

В случае синтеза твердого раствора с двумя элементами V группы (например, $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$)

$$p_{\text{Ga}} p_{\text{As}_2}^{1/2} = K_{\text{GaAs}} \gamma_{\text{GaAs}} x, \quad (14)$$

Соединение	K_{III-V}	$T_{субл}, ^\circ C$	$T^*, ^\circ C$	$T_{субл}^*, ^\circ C$
AlAs	$1.63 \cdot 10^{10} \exp(-5.39/kT)$	902	900	974
GaAs	$2.73 \cdot 10^{11} \exp(-4.72/kT)$	630	700	727
GaP	$2.26 \cdot 10^{11} \exp(-4.71/kT)$	571	704	774
InAs	$7.76 \cdot 10^{11} \exp(-4.34/kT)$	508	607	688
InP	$8.34 \cdot 10^{11} \exp(-4.02/kT)$	268	613	684

Примечание. $T_{субл}$ — температура максимальной сублимации, т. е. та температура, при которой начинается неконгруэнтное разложение соединения в вакууме; T^* — температура, при которой при внешнем потоке элемента III группы, соответствующем давлению 10^{-6} Тор, и равновесном давлении мышьяка 10^{-5} Тор скорость роста становится равной нулю за счет испарений материала; $T_{субл}^*$ — температура неконгруэнтного разложения при равновесном давлении паров элемента V группы 10^{-5} Тор.

$$p_{Ga}^0 p_{P_2}^{1/2} = K_{GaP} \gamma_{GaP} (1 - x), \quad (15)$$

$$K_{As} = p_{As} p_{As_2}^{-2}, \quad (16)$$

$$K_P = p_{P_4} p_{P_2}^{-2}, \quad (17)$$

$$p_{Ga}^0 - p_{Ga} = p_{As}^0 + p_P^0 - (4p_{As_2} + 2p_{As_2} + 4p_{P_4} + 2p_{P_2}). \quad (18)$$

Пусть $T_{II} \geq 500$ °C и $p_{As}^0, p_P^0 \gg p_{Ga}^0$, тогда $p_{As_2} \gg p_{As_2}, p_{P_2} \gg p_{P_4}, p_{As}^0 \approx 2p_{As_2}, p_P^0 \approx 2p_{P_2}$ и, согласно (14), (15),

$$x = [(\gamma_{GaAs} K_{GaAs} / \gamma_{GaP} K_{GaP}) (p_P^0 / p_{As}^0)^{1/2} + 1]^{-1}. \quad (19)$$

Состав твердого раствора в этих условиях, таким образом, не зависит от скорости роста и величины полного потока молекул V группы, а определяется $(p_P^0 / p_{As}^0)^{1/2}$ и температурой подложки. Результаты расчетов находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными [31].

При термодинамическом анализе МПЭ тонких напряженных гетероструктур необходим учет упругой энергии. Пример такого расчета и сопоставление его с экспериментальными данными представлены в [32].

в) Л е г и р о в а н и е. Рассмотрим случай легирования слоев при МПЭ для реакции внедрения акцепторной примеси из газовой фазы A (g) в подрешетку галлия [19]:



Соответствующее уравнение действующих масс

$$[A_{Ga}^-] p / p_A [V_{Ga}] = K_A, \quad (21)$$

где p — концентрация дырок (h), p_A — равновесное давление паров примеси вблизи поверхности, V_{Ga} — вакансия галлия, квадратные скобки обозначают концентрацию. Следует также учесть уравнение электронейтральности [25]

$$p + [V_{As}^+] + N_D^+ = n + N_A^- + [A_{Ga}^-] \quad (22)$$

и закон сохранения массы

$$p_{Ga}^0 [A_{Ga}^-] = p_A^0 - p_A, \quad (23)$$

где p_A^0 соответствует потоку атомов примеси, приходящих на поверхность. Если при данной T_{II} p_A достаточно велико или мала скорость роста, так что $p_{Ga}^0 [A_{Ga}^-] \ll p_A$, то $p_A \approx p_A^0$ и

$$[A_{Ga}^-] \approx K_A p_A^0 [V_{Ga}] / p. \quad (24)$$

Таким образом, в этом случае концентрация примеси в слоях не зависит от скорости роста, а определяется T_{II} , давлением мышьяка и концентрацией дырок

при росте [19]. При достаточном высоких температурах подложки ($T_{II} \geq 500-600^\circ\text{C}$) данный эффект экспериментально наблюдался для Mg [33], Mn [19] в GaAs и S в GaAs, InP [34]. К примесям, концентрация которых слабо зависит от скорости роста, можно отнести основные фоновые примеси O и C, а также Se, Te, Cd, Zn [35].

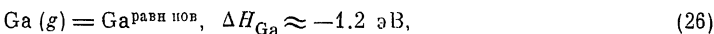
В случае примесей с низким давлением паров и (или) низких T_{II}

$$[A_{Ga}^-] = p_A^0/p_{Ga}^0 - p_A/p_{Ga}^0 \approx p_A^0/p_{Ga}^0. \quad (25)$$

В МПЭ при легировании предпочтение отдается, как правило, именно примесям с низким равновесным давлением паров над поверхностью легированного ими материала, концентрация которых вплоть до высоких T_{II} определяется отношением потоков атомов примеси и галлия, так как контроль за уровнем легирования в этом случае наиболее прост (Sn, Si — n -тип проводимости, Be — p -тип проводимости, Ge — амфотерная в МПЭ GaAs примесь, дающая при больших p_{As_2} n -тип проводимости, а при малых — p -тип). При легировании оловом (Sn) необходимо учитывать проявляемую этой примесью сильную тенденцию к сегрегации на поверхности [36], что затрудняет получение резкого профиля легирования. В силу амфотерной природы Si и Ge по мере увеличения концентрации этих примесей в слоях растут самокомпенсация (термодинамический анализ см. [25, 35]) и возникают трудности при попытках получения сильно легированных слоев. Поэтому для получения n^+ -слоев, очевидно, более перспективны элементы VI группы (S, Se, Te).

г) П л а н а р н о с т ь п о в е р х н о с т и. По-видимому, термодинамический анализ можно применять и к описанию процессов упорядочения поверхности. Так, вследствие реакций между объемом и поверхностью на последней всегда присутствует некоторая концентрация равновесных адатомов галлия, которые могут быть ответственными за ее упорядочение и заравнивание микронеровностей.

Реакция испарения Ga из такого состояния

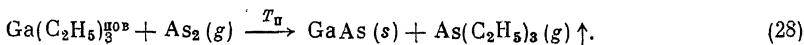


$K_{\text{Ga}} = [\text{Ga}^{\text{равн пов}}]/p_{\text{Ga}}$, откуда с учетом (5)

$$[\text{Ga}^{\text{равн пов}}] \sim \exp(-3.5/kT) p_{\text{As}_2}^{-1/2}. \quad (27)$$

Закономерности, наблюдаемые при росте (сглаживание шероховатостей при продолжительных остановках роста, ухудшение планарности при увеличении $p_{\text{As}_2}^0$ и уменьшении T_{II}) (рис. 2), согласуются с (27). С помощью соотношения (27) можно объяснить, почему рост через Ga-обогащенные условия при импульсной МПЭ, когда потоки атомов III и V групп посылаются на поверхность попеременно, позволяет получить бездефектные атомно-гладкие гетерограницы в GaAs/AlGaAs квантовых ямах и высокую эффективность излучательной рекомбинации через уровни размерного квантования для структур, выращенных при рекордно низких температурах (300°C).

д) Х и м и ч е с к а я п у ч к о в а я э п и т а к с и я. Перспективным направлением развития технологии МПЭ является использование молекулярных пучков металлоорганических соединений — МО МПЭ, или химической пучковой эпитаксии [37]. При росте GaAs из триэтилгаллия (ТЭ Ga) молекулы $\text{Ga}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$ адсорбируются на поверхности подложки, вступают в реакцию с молекулами мышьяка с образованием арсенида галлия и летучего соединения, например



В МО ГФЭ в качестве источника мышьяка используется арсин AsH_3 , однако, вследствие того что в условиях МПЭ могут быть реализованы лишь существенно меньшие давления арсина, скорость реакции образования GaAs при взаимодействии ТЭ Ga и AsH_3 по крайней мере без фотостимуляции мала, в качестве исходного реагента поэтому используются молекулы мышьяка, поступающие на поверхность роста из эффузионных ячеек [38] либо газовых источников

с высокотемпературным разложением арсина [37]. В случае, если молекулы ТЭ Ga покрывают всю поверхность подложки, а молекулы мышьяка не поступают, дальнейшей адсорбции ТЭ Ga не происходит. Подобный механизм роста был впервые обнаружен в эпитаксии методом выращивания атомных слоев [39]. В МО МПЭ потоки ТЭ Ga и мышьяка обычно посылаются на поверхность одновременно, поэтому возможны две ситуации: если температура подложки высока и поток мышьяка велик, так что скорости реакции (28) достаточно для того, чтобы все приходящие на поверхность молекулы ТЭ Ga провзаимодействовали с мышьяком, скорость роста определяется интенсивностью потока ТЭ Ga; если же T_n мала и (или) мал поток мышьяка, реакция (28) замедляется, молекулы ТЭ Ga покрывают поверхность, все избыточные молекулы ТЭ Ga переиспаряются и скорость роста определяется только T_n , давлением мышьяка и не зависит от интенсивности потока ТЭ Ga.

Как показывают экспериментальные данные, термодинамический подход может быть с успехом применен для описания процессов роста и легирования соединений $A^{III}B^V$ при достаточно типичных для МПЭ температурах подложки (500—600 °С для GaAs) и вплоть до максимально возможных. При существенно более низких температурах определяющая роль, напротив, принадлежит кинетике реакций, что выражается в резком возрастании концентрации неравновесных дефектов и сильной зависимости свойств слоев от скорости роста. При еще более низких температурах слои получают поликристаллическими. Вместе с тем выяснение предельных возможностей снижения температур при росте монокристаллических слоев имеет большое научное и прикладное значение. Весьма актуальной задачей является построение кинетической модели МПЭ, которая раскрывала бы природу процессов, препятствующих упорядоченному росту при низких температурах, и переходила бы в термодинамическое описание для традиционных температур выращивания.

4. *Достижения.* В настоящее время МПЭ получены практически все материалы $A^{III}B^V$ и их твердые растворы высоких чистоты и совершенства (табл. 2).

Т а б л и ц а 2

Соединение	Подложка	Подвижность электронов, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	Концентрация электронов (300 К), см^{-3}	Литература
GaAs	GaAs	$\mu_{46 \text{ К}} = 216\ 000$ $\mu_{77 \text{ К}} = 163\ 000$ $\mu_{300 \text{ К}} = 9000$	$5 \cdot 10^{14}$	[63]
$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	GaAs	$\mu_{77 \text{ К}} = 8000$ $\mu_{300 \text{ К}} = 2500$	$5 \cdot 10^{15}$	[64]
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	InP	$\mu_{60 \text{ К}} = 64\ 000$ $\mu_{77 \text{ К}} = 53\ 800$ $\mu_{300 \text{ К}} = 11\ 900$	$1.2 \cdot 10^{15}$	[65]
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	InP	$\mu_{300 \text{ К}} = 9000$	$7 \cdot 10^{15}$	МО МПЭ
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	InP	$\mu_{300 \text{ К}} = 5100$	$1 \cdot 10^{15}$	[66] [67]
InAs	GaAs	$\mu_{300 \text{ К}} = 15\ 000$	$2 \cdot 10^{15}$	[68]
$\text{In}_{0.59}\text{Ga}_{0.41}\text{As}_{0.85}\text{P}_{0.15}$	InP	$\mu_{300 \text{ К}} = 4630$	$4.8 \cdot 10^{16}$	[69]
InSb	InSb	$\mu_{77 \text{ К}} = 75\ 000$	$1.7 \cdot 10^{16}$	[70]
GaSb	GaSb	$\mu_{300 \text{ К}} = 4100$	$2.0 \cdot 10^{16}$	[71]
$\text{InAs}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$	GaAs	$\mu_{300 \text{ К}} = 9700$	$3.6 \cdot 10^{16}$	[72]

отработаны технологические режимы получения легированных слоев в широком диапазоне концентраций. Гетероструктуры с тонкими и сверхтонкими слоями, структуры с квантовыми ямами (СКЯ), полученные МПЭ, стали в настоящее время модельными для исследования двумерных систем. Подробные сведения об этом направлении исследований читатель может найти в обзорах [2, 40, 41].

Здесь мы отметили лишь то, что исследование структур с квантовыми ямами являются мощным средством изучения свойств гетерограницы. В СКЯ двумерные неравновесные носители эффективно «приближены» к гетерогранице, и фотолюминесценция (ФЛ) чрезвычайно чувствительна к ее малейшим несовершенствам. По характеру спектров ФЛ удается судить о чистоте слоев, давать количественную оценку степени шероховатости гетерограниц, судить о характере распределения примесей между материалами «барьеров» и «ям» в СКЯ [42-44]. В сочетании с технологическими экспериментами эти исследования позволяют отрабатывать способы оптимизации свойств слоев и границ раздела. В случае наиболее совершенных GaAs квантовых ям ширина на половине высоты линии ФЛ двумерного экситона составляет 0.3 мэВ (2 К) для 120 Å квантовых ям [45]. Было также показано, что длительные остановки роста на гетерогранице могут приводить к улучшению планарности гетерограниц, причем концентрация центров безызлучательной рекомбинации и углерода при этом существенно не изменяется [29].

Важную информацию о чистоте материала и планарности гетерограницы можно получить из исследований подвижности в гетероструктурах с модулированным легированием [46]. В наиболее совершенных GaAs/(Al, Ga)As-гетероструктурах подвижность электронов может достигать $5 \cdot 10^6$ см²/В·с (2 К) [47]. Хорошие результаты получены и для гетероструктур других соединений. Таким образом, методом МПЭ достаточно воспроизводимо получают гетероструктуры на основе высокосовершенных слоев соединений A^{III}B^V с резкостью гетерограницы порядка одного монослоя. Высокие однородность и совершенство эпитаксиальных слоев проявляются при создании гетеролазеров (табл. 3). Так, МПЭ синтезированы GaAs/(Al, Ga)As ДГС РО лазеры с квантовой ямой с рекордно низкой плотностью порогового тока 80 А/см² (300 К) [48].

Таблица 3

№ п. п.	Гетеролазеры	Длина волны (300 К), мкм	J _п , А/см ²	Литература
ДГС				
1	Al _x Ga _{1-x} As/Al _y Ga _{1-y} As	0.651 0.660 0.72—0.78	6000 2000 800	[73] [73] [74]
		0.82	800	[75]
2	Al _{0.3} Ga _{0.7} As/GaAs	0.86	700	[75, 76]
3	Al _{0.5} Ga _{0.5} As/GaAs	0.86	500	МО МПЭ [77]
4	(In, Ga)(As, P)	1.3; 1.5	1000, 2000	
5	(Al, Ga, In)As	1.55	2400	[74]
6	(Al, Ga)Sb/GaSb	1.78	3400	[74]
ДГС РО лазеры с квантовой ямой				
1	(In, Ga)P/(In, Ga, Al)P	0.658	7600	[80]
2	(Al, Ga)As/GaAs	0.84	80	[48]
3	Область оптического ограничения — сверхрешетка			
	Al _{0.3} Ga _{0.7} As/GaAs	0.83	590	[76]
	AlAs/GaAs	0.83	400	[81]
4	n-i-p-Сверхрешетка	0.91	2200	[82]
5	(In, Ga)As/GaAs	1.01	465	[83]

Важным направлением работ по МПЭ является синтез так называемых «напряженных» гетероструктур из материалов с большим рассогласованием параметров решетки. В случае, если напряженные слои являются достаточно тонкими, несоответствие параметров решетки компенсируется упругими напряжениями и не приводит к образованию дислокаций. При использовании напряженных слоев и сверхрешеток из напряженных слоев (НСР) получены высокосовершенные структуры для микро- и оптоэлектроники [49, 50]. В ряде экспериментальных и теоретических работ анализируются электронные свойства НСР [51] и критические напряжения, которые приводят к образованию дисло-

наций, срыву псевдоморфического роста [52] и росту трехмерных напряженных кластеров [53].

Было также обнаружено, что введение НСР в эпитаксиальный слой приводит к предотвращению прорастания дислокаций из подложки в активную область [54]. Этот факт в существенной степени обусловил прогресс в другом важном направлении работ — эпитаксии соединений $A^{III}B^V$ на кремниевых подложках. При росте поверхность кремния стабилизируется предсказуемым металлом или металлоидом. Использование вичинальных поверхностей Si (100) позволяет уменьшить плотность дислокаций, прорастающих в слой, большая часть оставшихся дислокаций задерживается НСР [55]. В настоящее время на кремнии получены приборы со свойствами, близкими к свойствам приборов на GaAs-подложках, в том числе транзисторы на селективно-легированных гетероструктурах с высокой подвижностью электронов, гетеробиполярные транзисторы, полевые транзисторы. Получены инжекционные гетеролазеры с умеренными пороговыми токами [55].

5. *Проблемы.* Как видно из вышеизложенного, МПЭ предоставляет более широкие возможности по сравнению с традиционными технологиями, однако существуют и проблемы, как характерные только для МПЭ, так и общие с другими технологиями. Серьезные трудности при использовании слоев и структур, полученных МПЭ, для создания приборов, и особенно интегральных схем, представляют так называемые «овальные» дефекты — макрокристаллические поверхностные образования, ухудшающие электрические и люминесцентные свойства материала [56]. Хотя предложено много частных рекомендаций по снижению их концентрации (до $10-100 \text{ см}^{-2}$), универсального подхода к решению этой задачи пока не найдено, что, очевидно, объясняется многообразием факторов, обуславливающих их появление.

При определенных условиях при МПЭ может наблюдаться сегрегация некоторых примесей (например, бериллия — на поверхности сильно легированного им арсенида галлия, кислорода — на поверхности $Al_xGa_{1-x}As$). Может наблюдаться также сегрегация элемента III группы на поверхности твердого раствора (Ga — на поверхности AlGaAs, In — на поверхности InGaAs). Указанные эффекты могут препятствовать получению, резких профилей состава и легирования в выращиваемых структурах, ухудшать планарность слоев, их однородность, люминесцентные и электрофизические свойства. Эти проблемы, а также проблемы, связанные с диффузией примеси [57, 58], могут быть преодолены при тщательном выборе режимов роста [57].

6. *Основные тенденции развития.* Представляет интерес сравнить возможности МПЭ и другой современной технологии получения гетероструктур со сверхтонкими слоями — МО ГФЭ [59]. Их достижения в области получения материалов и гетероструктур с высокими электрофизическими и люминесцентными параметрами сравнимы, хотя абсолютные рекорды по подвижностям носителей в структурах с модулированным легированием и по плотностям порогового тока в гетеролазерах принадлежат МПЭ. МПЭ обладает несколько большими возможностями контроля профиля состава, и особенно вследствие более низких температур роста профиля легирования. МО ГФЭ имеет преимущество в производительности.

То, что технологический процесс идет в сверхвысоковакуумных условиях, делает МПЭ уникальным методом создания объектов исследования в области физики поверхности.

Открытая поверхность роста и условия сверхвысокого вакуума предоставляют широкие возможности воздействия на ростовые процессы (ионные, электронные, лазерные пучки, электрическое поле и т. д.) и позволяют сочетать процесс эпитаксии и некоторые этапы формирования интегральных схем. Одной из тенденций развития МПЭ является включение установки МПЭ в единую технологическую линейку с вакуумными модулями напыления или эпитаксиального роста металлов и диэлектриков, ионной имплантации и травления и т. д., позволяющую в строго воспроизводимых условиях сверхвысокого вакуума провести весь цикл технологических операций по созданию прибора или интегральной схемы. Как на базе таких систем, так и на базе отдельных установок МПЭ может быть развернуто и уже разворачивается промышленное

производство гетероструктур и приборов на их основе с предельно высокими параметрами, в то время как на базе МО ГФЭ идет промышленное производство более освоенных гетероструктур. По всей видимости, эта тенденция сохранится и в дальнейшем: с помощью МПЭ будут демонстрироваться предельные возможности гетероструктур и изготавливаться уникальные приборы. С другой стороны, в настоящее время активно ведутся работы по созданию технологий, соединяющих в себе лучшие черты МПЭ и МО ГФЭ.

При использовании в МПЭ газовых источников металлоорганических соединений в МПЭ отпадает необходимость в эффузионных источниках, соответственно уменьшается количество нагретых элементов в вакуумной камере; отпадает необходимость в перезарядке источников и связанном с ней напуске атмосферы в камеру роста, легко реализуются потоки молекул любой требуемой интенсивности, что важно при МПЭ материалов с низким давлением паров; в случае роста многокомпонентного твердого раствора можно осуществлять предварительное смешивание газов в необходимой пропорции для улучшения однородности состава по поверхности растущего слоя; существенно легче сконструировать холодные формователи для улучшения диаграммы направленности пучка. Кроме этого, создаются дополнительные возможности селективной эпитаксии при фотовозбуждении и локального роста, например, в окнах в SiO_2 -покрытии [60], эпитаксии методом выращивания атомных слоев.

В обзоре рассмотрен метод МПЭ соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, однако основные аспекты его реализации (соотношение кинетики и термодинамики процесса, связь его технических и технологических сторон, перспективы развития) являются в существенной степени общими и для МПЭ соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$, кремния, германия и др. Имеются все основания полагать, что развитие этого технологического метода будет в существенной степени определять успехи многих разделов физики полупроводников, твердого тела и техники полупроводников.

В заключение авторы выражают благодарность Ж. И. Алфёрову за внимание и интерес к работе и М. Г. Мильвидскому за полезные обсуждения и ценные критические замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] Alferov Zh. I. — Czech. J. Phys. B, 1980, v. 30, N 3, p. 245—261.
- [2] Kelly M. J., Nicholas R. J. — Rep. Progr. Phys., 1985, N 7, p. 1699—1741.
- [3] Алфёров Ж. И., Жилиев Ю. В., Шмарцев Ю. В. — ФТП, 1970, т. 5, в. 1, с. 196—198.
- [4] Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З., Зайцев С. В., Нивин А. Б., Овчинников А. В., Тарасов И. С. — ФТП, 1987, т. 21, в. 5, с. 824—829.
- [5] Arthur J. R. — J. Appl. Phys., 1968, v. 39, N 8, p. 4032—4037.
- [6] Смит К. Ф. Молекулярные пучки / Пер. с англ. М., 1959. 595 с.
- [7] Гудман Ф., Вахман Г. Динамика рассеяния газа поверхностью. М., 1980. 423 с.
- [8] Cho A. Y., Arthur J. R. — Progr. Sol. St. Chem., 1975, v. 10, N 3, p. 157—191.
- [9] Saito J., Nanbu K., Ishikawa T., Kondo K. — J. Appl. Phys., 1988, v. 63, N 15, p. 404—409.
- [10] Joyce B. A., Dobson P. J., Neave J. H., Zhang J., Larsen P. K., Bolger B. — Surf. Sci., 1986, v. 168, N 3, p. 423—438.
- [11] Foxon C. T. — Acta Electron., 1978, v. 24, N 2, p. 139—150.
- [12] Scott E. G., Andrews D. A., Davies G. J. — J. Vac. Sci. Techn. B, 1986, v. 4, N 2, p. 534—535.
- [13] Wood C. E. C., Stanley C. R., Wicks G. W., Esi M. B. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 4, p. 1868—1871.
- [14] Madhukar A. — Surf. Sci., 1983, v. 132, N 2, p. 344—374.
- [15] Clarke S., Vvedensky D. D. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 51, N 5, p. 340—342.
- [16] Heckingbottom R., Todd C. J., Davies G. J. — J. Electrochem. Soc., 1980, v. 127, N 2, p. 444—450.
- [17] Heckingbottom R., Davies G. J. — J. Cryst. Growth, 1980, v. 50, N 3, p. 644—647.
- [18] Копьев П. С., Бер Б. Я., Иванов С. В., Леденцов Н. Н., Мельцер Б. Я., Устинов В. М. — ФТП, 1984, т. 18, в. 2, с. 270—274.
- [19] Леденцов Н. Н., Бер Б. Я., Копьев П. С., Иванов С. В., Мельцер Б. Я., Минчев Г. М., Устинов В. М. — ЖТФ, 1985, т. 35, в. 1, с. 142—147.
- [20] Kop'ev P. S., Ledentzoff N. N. — In: Abstr. Int. Symp. Molecular Beam Epitaxy. Frankfurt/Oder, 1987, p. 11.
- [21] Копьев П. С., Леденцов Н. Н. — В кн.: Материалы для элементной базы вычислительной техники / Под ред. А. Ф. Вяткина. М., 1987, с. 46—55.
- [22] Seki H., Koukitu A. — J. Cryst. Growth, 1986, v. 78, N 2, p. 342—352.
- [23] Кререр Ф. Химия несовершенных кристаллов. М., 1969. 651 с.
- [24] Heckingbottom R., Davies G. J., Prior K. A. — Surf. Sci., 1983, v. 132, N 2, p. 375—389.
- [25] Hurle D. T. J. — J. Phys. Chem. Sol., 1979, v. 40, N 8, p. 613—652.

- [26] Heckingbottom R. — *J. Vac. Sci. Techn. B*, 1985, v. 3, N 2, p. 572—575.
- [27] Van Hove J. M., Cohen P. I. — *Appl. Phys. Lett.*, 1985, v. 47, N 7, p. 727—728.
- [28] Panish M. B., Ilegems M. — *Progr. Sol. St. Chem.*, 1972, v. 7, N 2, p. 39—83.
- [29] Turco F., Massies T., Contor J. P. — *Rev. Phys. Appl.*, 1987, v. 22, N 8, p. 827—836.
- [30] Nakagama T., Gonda S., Emura S. — *J. Cryst. Growth*, 1988, v. 87, N 2, p. 276—278.
- [31] Matsushima Y., Gonda S. — *Japan. J. Appl. Phys.*, 1976, v. 15, N 11, p. 2093—2101.
- [32] Turco F., Massies T. — *Appl. Phys. Lett.*, 1987, v. 51, N 24, p. 1989—1991.
- [33] Wood C. E. C., Desimone D., Singer K., Wicks G. W. — *J. Appl. Phys.*, 1982, v. 53, N 6, p. 4230—4235.
- [34] Airaksinen V. M., Cheng T. S., Stanley C. R. — *J. Cryst. Growth*, 1987, v. 84, N 12, p. 241—246.
- [35] Леденцов Н. Н. — Автореф. канд. дис. ФТИ АН СССР, Л., 1986.
- [36] Harris J. J., Ashenford D. E., Foxon G. T., Dobson P. J., Joyce B. A. — *Appl. Phys. A*, 1984, v. 33, N 1, p. 87—92.
- [37] Tsang W. T. — *Appl. Phys. Lett.*, 1984, v. 45, N 11, p. 1234—1236.
- [38] Tokumitsu E., Kudou Y., Konagai M., Takahashi K. — *J. Appl. Phys.*, 1984, v. 55, N 8, p. 3163—3165.
- [39] Goodman C. H. L., Pesa M. V. — *J. Appl. Phys.*, 1986, v. 60, N 3, p. R65—R81.
- [40] Okamoto H. — *Japan. J. Appl. Phys.*, 1987, v. 26, N 3, p. 315—330.
- [41] Drummond T. I., Masselink W. T., Morkoc H. — *Proc. IEEE*, 1986, v. 74, N 3, p. 773—822.
- [42] Коп'ев П. С., Ledentsov N. N., Meltser B. Ya., Uraltsev I. N., Efros A. L., Yakovlev D. R. — In: *Proc. 18 Conf. Phys. Semicond. Stockholm*, 1986, v. 1, p. 219—222.
- [43] Васильев А. М., Леденцов Н. Н., Копьев П. С., Мельцер Б. Я., Уральцев И. Н., Яковлев Д. Р. — *Письма ЖЭТФ*, 1985, т. 41, в. 8, с. 343—345.
- [44] Бер Б. Я., Иванов С. В., Копьев П. С., Леденцов Н. Н., Мельцер Б. Я., Уральцев И. Н., Яковлев Д. Р. — *Изв. АН СССР*, 1985, т. 49, в. 10, с. 1905—1908.
- [45] Juang F.-Y., Nashimoto Y., Bhattacharia P. K. — *J. Appl. Phys.*, 1985, v. 58, N 5, p. 1986—1989.
- [46] Алфёров Ж. И., Иванов С. В., Копьев П. С., Мельцер Б. Я., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Устинов В. М., Шмарцев Ю. В. — *ФТП*, 1985, т. 19, в. 7, с. 1199—1203.
- [47] English J. H., Gossard A. C., Störmer H. L., Baldwin K. W. — *Appl. Phys. Lett.*, 1987, v. 50, N 25, p. 1826—1828.
- [48] Chen H. Z., Ghaffari A., Morkoc H., Yariv A. — *Electron. Lett.*, 1987, v. 23, N 25, p. 1334—1335.
- [49] Ito H., Ishibashi T. — *Japan. J. Appl. Phys.*, 1986, v. 25, N 6, p. L421—L424.
- [50] Osborn G. C. — *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, v. QE-22, N 10, p. 1677—1681.
- [51] Pötz W., Ferry D. K. — *J. Vac. Sci. Techn. B*, 1986, v. 4, N 4, p. 1006—1010.
- [52] Orders P. J., Usher B. F. — *Appl. Phys. Lett.*, 1987, v. 50, N 9, p. 980—982.
- [53] Goldstein L., Glas F., Marzin J. Y., Charasse M. N., Le Roux G. — *Appl. Phys. Lett.*, 1985, v. 47, N 10, p. 1099—1101.
- [54] Tischler M. A., Katsuyama T., El-Masry N. A., Bedair S. M. — *Appl. Phys. Lett.*, 1985, v. 46, N 3, p. 294—296.
- [55] Fischer R., Morkoc H., Newmann D. A. et al. — *J. Appl. Phys.*, 1986, v. 60, N 5, p. 1640—1647.
- [56] Bafleur M., Munoz-Yague A., Laurent et al. — *J. Cryst. Growth*, 1984, v. 66, N 2, p. 472—474.
- [57] Miller D. L., Asbeck P. M. — *J. Appl. Phys.*, 1985, v. 57, N 6, p. 1816—1822.
- [58] Truck B. — *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1985, v. 18, N 4, p. 557—584.
- [59] Frijlink P. M., Andre J. P., Erman M. — *Phil. Techn. Rev.*, 1987, v. 43, N 5-6, p. 118—132.
- [60] Tokumitsu E., Katoh T., Kimura R. et al. — *Japan. J. Appl. Phys.*, 1986, v. 25, N 9, p. 1211—1215.
- [61] Tmar M., Gabriel A., Chatillon C., Ansara I. — *J. Cryst. Growth*, 1984, v. 68, N 3, p. 557—580.
- [62] Tmar M., Gabriel A., Chatillon C., Ansara I. — *J. Cryst. Growth*, 1984, v. 69, N 2, p. 421—441.
- [63] Larkins E. C., Hellman E. S., Schlom D. G. — *J. Cryst. Growth*, 1987, v. 81, N 2, p. 344—348.
- [64] Wood C. E. C., Kerr T. M., McLean T. D. et al. — *J. Appl. Phys.*, 1986, v. 60, N 4, p. 1300—1305.
- [65] Mizutani T., Hirose K. — *Japan. J. Appl. Phys.*, 1985, v. 24, N 1, p. L119—L121.
- [66] Tsang W. T. — *J. Appl. Phys.*, 1985, v. 58, N 3, p. 1415—1418.
- [67] Kawamura Y., Nakashima K., Asahi H. — *J. Appl. Phys.*, 1985, v. 58, N 8, p. 3262—3264.
- [68] Kubiak P. A. A., Parker E. H. C., Newstead S. et al. — *Appl. Phys. A*, 1984, v. 35, N 1, p. 61—66.
- [69] Holah G. D., Eisele F. L., Meeks E. L., Cox N. W. — *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v. 41, N 7, p. 1073—1075.
- [70] Bosch A. J., Van Weizenis R. G., Schannen O. F. Z. — *J. Appl. Phys.*, 1985, v. 58, N 9, p. 3434—3439.
- [71] McLean T. D., Kerr T. M., Westwood D. I., Wood C. E. C. — *J. Vac. Sci. Techn. B*, 1986, v. 4, N 2, p. 601—602.

- [72] Chiu T. H., Tsang W. T., Ditzemberger J. A., Chu S. N. — J. Appl. Phys., 1986, v. 60, N 1, p. 205—207.
- [73] Saku T., Iwamura H., Hirayama Y. et al. — Japan. J. Appl. Phys., 1985, v. 24, N 2, p. L73—L75.
- [74] Tsang W. T. — J. Vac. Sci. Techn. B, 1985, v. 3, N 2, p. 513.
- [75] Tsang W. T. — J. Cryst. Growth, 1982, v. 56, N 2, p. 464—474.
- [76] Алфёров Ж. И., Джапаридзе Р. О., Иванов С. В., Копьев П. С., Леденцов Н. Н., Мельцер Б. Я., Устинов В. М. — Письма ЖТФ, 1986, т. 12, в. 9, с. 562—565.
- [77] Tsang W. T., Miller R. C. — J. Cryst. Growth, 1986, v. 77, N 1, p. 55—65.
- [78] Panish M. B., Temkin H. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 9, p. 785—787.
- [79] Tsang W. T. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, N 2, p. 63—65.
- [80] Tanaka H., Kawamura Y., Asahi H. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 13, p. 707—708.
- [81] Tokuba Y., Ohta Y. N., Fujiwara K., Nakayama T. — J. Appl. Phys., 1986, v. 60, N 8, p. 2729—2734.
- [82] Schubert E. F., Fischer A., Horikoshi Y., Ploog K. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 3, p. 219—221.
- [83] Laidig W. D., Lin Y. F., Caldwell P. J. — J. Appl. Phys., 1985, v. 57, N 1, p. 33—38.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получен 31.08.1987
Принят к печати 2.06.1988