

03;04;06;12

Молекулярно-пучковая эпитаксия GaAsN на GaAs с использованием плазменного источника, возбуждаемого постоянным током

© А.Е. Жуков,¹ Е.С. Семенова,¹ В.М. Устинов,¹ Е.Р. Weber²¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия² Department of Materials Science and Mineral Engineering University of California
Berkeley, California 94720-1760, USA

(Поступило в Редакцию 30 октября 2000 г.)

Серия слоев GaAsN была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием нового типа плазменного источника азота с активацией постоянным током. Эффективность встраивания азота, кристаллическое совершенство, морфология поверхности и люминесцентные свойства эпитаксиальных слоев исследованы во взаимосвязи с различными режимами работы источника.

Полупроводниковые материалы (In)GaAsN, выращенные эпитаксиальным методом на подложке GaAs, являются перспективными для использования в качестве активной области длинноволновых инжекционных лазеров [1,2]. Недавно были синтезированы как торцевые [3], так и поверхностно-излучающие [4] лазеры с активной областью на основе квантовых ям InGaAsN, излучающие на длине волны 1.3 μm . Более того, была продемонстрирована фотолюминесценция на длине волны 1.52 μm из структур с квантовыми точками InGaAsN, сформированными в матрице GaAs [5].

Сложность использования азота при эпитаксиальном выращивании полупроводниковых соединений связана с большой энергией связи молекул N₂, не позволяющей активировать молекулярный азот при типичных температурах осаждения мышьяксодержащих соединений. При молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) в качестве источника активных, т.е. способных встроиться в растущую полупроводниковую пленку, радикалов азота в настоящее время применяются различные типы плазменных источников с высокочастотным возбуждением (RF plasma source). Однако до конца не решенными остаются проблемы низкой степени активации азота и повреждения поверхности образующимися в плазменном разряде ионами. Поэтому было бы желательно экспериментально проверить возможность эпитаксиального выращивания высококачественных гетероструктур InGaAsN с помощью альтернативных источников, в частности плазменного источника с возбуждением постоянным током (DC plasma source).

Плазменный источник постоянного тока потенциально позволяет достичь высокой эффективности активации азота при высокой стабильности и воспроизводимости. Низкое энергопотребление и невысокая цена делают плазменные источники постоянного тока весьма привлекательными для использования в эпитаксиальных установках некоммерческого типа. Несмотря на это, к настоящему времени имеется мало публикаций по исследованию свойств структур (In)GaAsN, выращенных с помощью плазменного источника постоянного тока [6].

Настоящая работа представляет собой систематическое исследование МПЭ роста слоев GaAsN на подложках GaAs с использованием нового типа плазменного азотного источника постоянного тока: DC constricted plasma source (CPS) [7]. Представлены данные по эффективности внедрения азота, кристаллическому совершенству, морфологии поверхности и оптическим свойствам выращенных слоев во взаимосвязи с режимами работы плазменного источника.

Исследуемые структуры были выращены в установке молекулярно-пучковой эпитаксии Intevac Gen II MBE, оснащенной твердотельными испарительными источниками Ga, In и As, ионным и криосорбционным насосами, а также стандартной системой дифракции быстрых электронов. На полуизолирующей подложке АХТ GaAs, ориентированной в плоскости (100), при температуре 580°C выращивали буферный слой GaAs толщиной 0.1 μm , после чего в течение 5 min проводилось прерывание роста для понижения температуры подложки до 450°C, поджига и стабилизации азотной плазмы. Затем слой (In)GaAsN толщиной 0.35 μm осаждали при определенном режиме работы CPS. Структуры заканчивали осаждением прикрывающего слоя GaAs толщиной 20 nm. Скорость роста составляла 1 monolayer/s, давление мышьяка, измеренное ионным датчиком, $2.5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Для исследования количества встроеного азота и структурных свойств выращенных структур применялась рентгеновская дифракционная система Siemens D5000. Фотолюминесценция возбуждалась Ar⁺ лазером (20 mW, 514.5 nm), детектировалась охлаждаемым Ge фотодиодом.

CPS представляет собой источник, в котором плазма поджигается в протекающем газовом потоке, истекающем в ростовую камеру установки МПЭ. Источник характеризуется низкой степенью ионизации, т.е. плотность ионов много меньше плотности нейтральных радикалов. Однако значительная доля атомов и молекул азота может находиться в возбужденных состояниях и встроиться в растущую полупроводниковую пленку. Управляющими параметрами CPS, влияющими на поток активных радикалов и, следовательно, на содержание

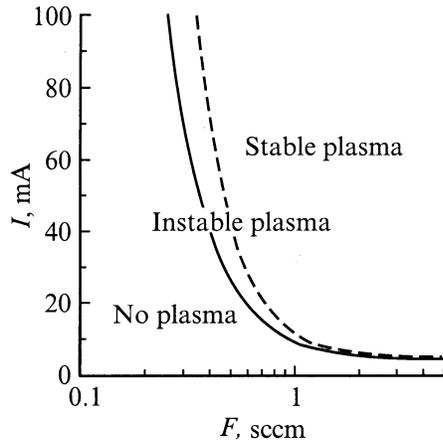


Рис. 1. Минимальное значение тока I_{\min} , при котором плазма немедленно исчезает, и I_s , при которой плазма может существовать длительное время, в зависимости от использованного потока азота F . (sccm — cm^3/min в стандартных условиях).

азота в растущем слое, являются величины потока азота через источник F и постоянного тока I , протекающего через разрядную камеру источника. Tylan (Millipore) FC-2950M масс-контроллер использовался для прецизионного управления потоком азота. Для поджига и управления разрядом плазмы применяли Glassman ER-series источник постоянного напряжения (100 mA, 3 kV).

Прежде всего мы изучили диапазон возможного изменения значений входных параметров, т. е. газового потока и постоянного тока источника. В то время как максимальные значения величин I и F ограничены возможностями используемого оборудования (100 mA и $5 \text{ cm}^3/\text{min}$ соответственно), минимальные значения обусловлены физическими процессами, протекающими в камере поджига плазмы. Для каждого определенного потока азота существует минимальное значение тока I_{\min} , при котором плазма все еще существует. Другими словами, мы можем говорить о минимальном потоке азота для заданного тока. На рис. 1, на котором экспериментальная зависимость I_{\min} от F показана сплошной кривой, видно резкое возрастание I_{\min} с уменьшением потока в области низких значений F ($0.2\text{--}0.8 \text{ cm}^3/\text{min}$), в то время как при больших значениях потока ($1\text{--}5 \text{ cm}^3/\text{min}$) I_{\min} практически не меняется.

Мы также обнаружили, что существует критическая величина тока, которая характеризует временную стабильность плазменного источника. Если рабочий ток меньше некоторого определяемого потоком азота значения I_s , плазма может погаснуть в течение первых нескольких минут существования. Зависимость I_s от F показана на рис. 1 штриховой кривой. Она качественно схожа с зависимостью для I_{\min} , однако разность между I_s и I_{\min} , определяющая диапазон временной нестабильности, увеличивается по мере уменьшения потока. Мы считаем, что случайные флуктуации потока вокруг рабочего значения играют решающую роль для объяснения этого явления. Хотя значительное уменьшение

потока и редко, подобное отклонение может погасить плазму, если мгновенное значение потока станет меньше минимального значения для заданного тока. Очевидно, что ток в диапазоне $I_{\min}\text{--}I_s$ едва ли может использоваться при росте объемных слоев. Тем не менее такие режимы могут использоваться для роста структур с квантовыми ямами.

Для оценки эффективности встраивания азота в растущие слои в зависимости от режима CPS была выращена серия образцов с использованием разных значений потока азота и тока источника. Содержание азота и структурное совершенство были исследованы методом высокоразрешающей рентгеновской дифракции. Были сняты кривые качания около рефлексов (004) и (224). На рис. 2 показаны типичные (004) дифракционные кривые качания образцов, выращенных с разными значениями I и F . С увеличением каждого из параметров дифракционные пики от слоя сдвигаются в сторону больших углов, как это видно из серии образцов, выращенных с одинаковым значением потока ($F = 1.5 \text{ cm}^3/\text{min}$) и разными токами ($I = 7, 10 \text{ mA}$), и из серии с одним значением тока ($I = 10 \text{ mA}$) и разными потоками ($F = 1.0, 1.5 \text{ cm}^3/\text{min}$).

Разность угловых положений дифракционных максимумов (004) позволяет рассчитать состав соединения, если известна степень релаксации напряжения. В частности, для двух предельных случаев псевдоморфного роста и полной релаксации напряжения одно и то же положение дифракционного пика соответствует примерно в два раза отличающемуся содержанию азота. Предполагая псевдоморфный характер роста, содержание азота в

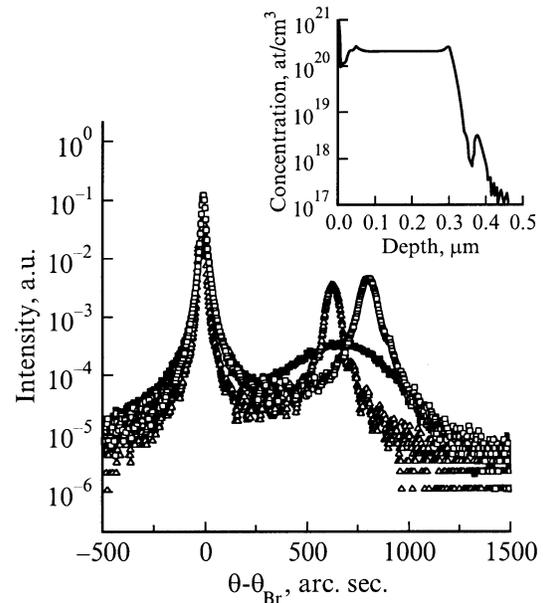


Рис. 2. Рентгенодифракционные кривые качания вблизи отражения (004), измеренные на слоях GaAsN толщиной $0.35 \mu\text{m}$. \square — 1.5 sccm , 10 mA ; \blacksquare — 1.0 sccm , 10 mA ; \triangle — 1.5 sccm , 7 mA . На вставке показан ВИМС профиль концентрации азота (1.5 sccm , 7 mA).

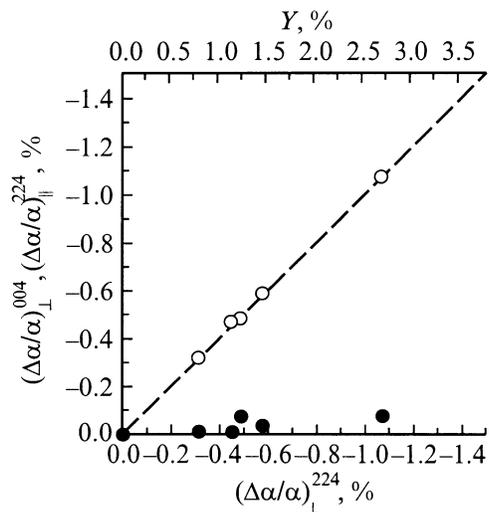


Рис. 3. Соотношение между рассогласованием решеток слоя GaAsN и GaAs в направлении роста $(\Delta a/a)_{\perp}$ и в плоскости гетерограницы, оцененное из рентгено-дифракционных кривых качания в асимметричном отражении (224) (темные кружки) и в симметричном отражении (004) (светлые кружки).

образцах, представленных на рис. 2, оценивается в пределах 1.2–1.5%. Вычисления с использованием модели механического равновесия Matthews and Blakeslee [8] показывают, что критическая толщина слоев с таким содержанием азота составляет 130–98 nm, что гораздо меньше толщины наших слоев GaAsN, которая составляет 0.35 μm . Следовательно, можно предположить полную или частичную релаксацию напряжения.

Для определения степени релаксации нами были проведены измерения вблизи асимметричного рефлекса (224). Разность между угловыми положениями подложки и эпитаксиального слоя в отражениях $(224)^+$ и $(224)^-$ позволила нам рассчитать решеточное рассогласование в направлении роста $(\Delta a/a)_{\perp}$ и в плоскости роста $(\Delta a/a)_{\parallel}$. На рис. 3 темными кружками показаны экспериментальные данные решеточного рассогласования в плоскости $(\Delta a/a)_{\parallel}$ как функции $(\Delta a/a)_{\perp}$. Во всем диапазоне эксперимента $(\Delta a/a)_{\parallel}$ остается удивительно малым. Даже в случае такого большого значения $(\Delta a/a)_{\perp}$, как 1.1% (содержание азота порядка 2.7%), постоянная решетки слоя отличается от постоянной решетки GaAs менее чем на 0.1%. Эти данные позволяют говорить о псевдоморфном режиме роста, несмотря на достаточно большую концентрацию азота в наших образцах. Это заключение также подтверждается превосходным совпадением между значениями $(\Delta a/a)_{\perp}$, извлеченными из рефлексов (224) и (004), как показано на рис. 3 светлыми кружками. Сходные результаты были недавно получены при исследовании объемных слоев GaAsN, выращенных методом MOCVD [9]. Причина подавления формирования дислокаций несоответствия и, таким образом, продления псевдоморфного роста в толстых слоях GaAsN, на подложке GaAs остается пока не изученной. Очевидно, что эти слои нуждаются

в дальнейшем исследовании методом просвечивающей электронной микроскопии.

Вообще говоря, атомы азота могут встраиваться в растущий слой GaAs как в подрешетку атомов V группы, формируя таким образом твердый раствор GaAsN, так и в междоузлия кристаллической решетки, чему способствует малый радиус атомов азота. В первом из указанных случаев происходит уменьшение постоянной решетки по сравнению со случаем чистого GaAs, тогда как во втором случае постоянная решетки не искажается либо же несколько возрастает. В связи с этим определение концентрации встроившегося азота с помощью рентгено-дифракционных методов, основанных на измерении постоянной решетки выращенного слоя, подлежит уточнению методом масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС). На вставке к рис. 2 показан ВИМС профиль содержания азота для образца, выращенного в условиях $F = 1.5 \text{ cm}^3/\text{min}$, $I = 7 \text{ mA}$. Средняя концентрация азота в слое составляет $2.08 \cdot 10^{20} \text{ atoms/cm}^3$, что соответствует $Y = 1.15\%$. Измеренная методом рентгеновской дифракции величина Y составляет 1.19% и находится в превосходном согласии с данными ВИМС. Таким образом, у нас нет оснований предполагать междоузельное встраивание азота в слоях, выращенных с использованием CPS.

На рис. 4 сферами показаны экспериментальные значения концентрации азота в зависимости от потока азота и величины постоянного тока. Концентрация азота является сублинейной функцией как I , так и F , т. е. при увеличении только одного из управляющих параметров источника содержание азота имеет тенденцию к насыщению.

Также следует отметить, что образцы, выращенные при минимальном значении тока, обеспечивающем стабильность плазмы (I_s), демонстрируют ненулевое содер-

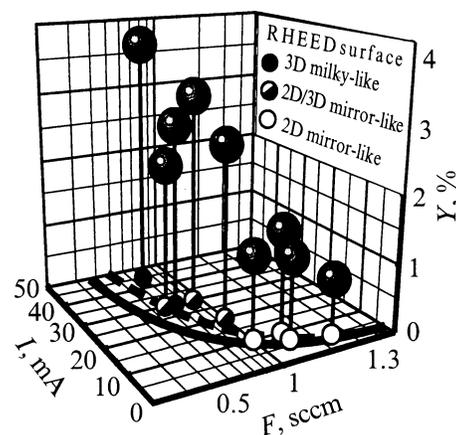


Рис. 4. Концентрация азота в слоях GaAsN, выращенных с использованием различных значений постоянного тока и потока азота (закрашенные сферы). Темные кружки — точечная (трехмерная) картина дифракции и матовая поверхность; полутемные кружки — смешанная картина дифракции и блестящая поверхность; светлые кружки — полосатая (двумерная) картина дифракции и блестящая поверхность.

жание азота. Поскольку относительно высокое содержание азота не всегда желательно, мы изучили более подробно минимальную достижимую концентрацию азота в слоях GaAsN, выращенных МПЭ с использованием CPS. Очевидно, что концентрация азота в слое, выращенном при использовании $I = I_s$, минимальна для заданного потока. Двигаясь по кривой $I_s - F$ в направлении увеличения потока, мы видим, что содержание азота понижается вопреки увеличению потока азота. Это обусловлено понижением тока. Минимальное содержание азота 0.84% было достигнуто в образце, выращенном при использовании максимального потока ($3.5 \text{ cm}^3/\text{min}$) и достаточно низкого тока 7 мА, близкого к I_s для данного значения F . Возможность выращивания слоев с меньшей концентрацией азота находится за пределами возможностей эксперимента из-за эффекта временной нестабильности, обсуждаемого выше. Кроме того, мы можем сделать вывод, что ток является более мощным параметром управления составом слоев по сравнению с потоком азота в данном виде плазменного источника азота.

В то же время CPS обеспечивает достаточную эффективность встраивания азота с концентрацией столь высокой, как 3.7% ($I = 45 \text{ mA}$, $F = 0.7 \text{ cm}^3/\text{min}$). Значение потока $1 \text{ cm}^3/\text{min}$ соответствует $9.27 \cdot 10^{17}$ атомов азота в секунду. Будучи распределенным по телесному углу 2π , он может обеспечить плотность атомарного потока $f_N = 3.69 \cdot 10^{14} \text{ atoms/cm}^2 \cdot \text{s}$ на расстоянии 20 см от апертуры CPS до подложки. В то же время 1 monolayer/s эквивалентен $f_{Ga} = 6.26 \cdot 10^{14}$ атомов Ga в секунду. Эффективность встраивания азота η_{in} определяется эффективностью активации азота в плазменном источнике η_{ac} и зависящим от условий роста коэффициентом прилипания активных частиц азота η_{st} . Концентрация азота в объемном слое равна

$$Y = \eta_{ac} \eta_{st} \frac{f_N}{f_{Ga}}. \quad (1)$$

При 100%-ной активации и 100%-ном коэффициенте прилипания поток в $1 \text{ cm}^3/\text{min}$ обеспечил бы столь высокую концентрацию азота, как 57%,

$$Y_{max} = \frac{f_N}{f_{Ga}}. \quad (2)$$

Однако экспериментальные значения концентрации азота, полученные при использовании $F = 1 \text{ cm}^3/\text{min}$, составляют 1.22 и 2.56% при токе 10 и 20 мА соответственно (рис. 4). Комбинируя выражения (1) и (2) с экспериментальными результатами, мы рассчитали эффективность встраивания как функцию приложенного тока, что показано на рис. 5. Эффективность встраивания, как обнаружено, прямо пропорциональна приложенному току. Надо заметить, что изменение потока почти не влияет на η_{in} .

Так как все образцы выращены при номинально одинаковых условиях роста, включающих в себя температуру подложки, скорость роста и давление мышьяка,

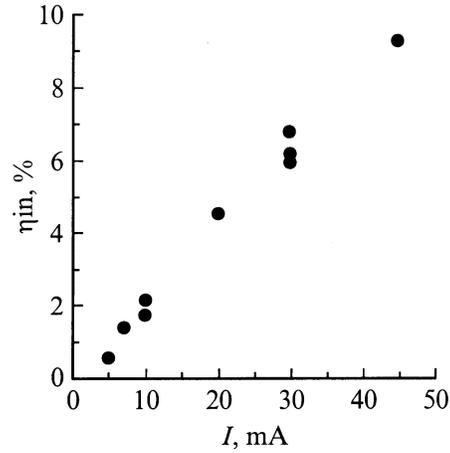


Рис. 5. Зависимость эффективности встраивания азота от использованного тока источника.

мы можем предположить, что коэффициент прилипания остается постоянным для всех образцов. Таким образом, хотя мы и не предполагаем 100% коэффициента прилипания, зависимость эффективности встраивания от тока отражает изменения эффективности активации с током. Тот факт, что эффективность активации плазмы сильно зависит от тока, представляется весьма естественным. Ток прямо пропорционален плотности потока заряженных частиц (электронов и ионов), которые ускоряются электрическим полем в камере поджига и активируют нейтральные газовые частицы путем соударений.

Данные, представленные на рис. 4, демонстрируют, что разные значения рабочих параметров источника (F и I) могут обеспечить одно и то же содержание азота. Например, $7 \text{ mA} - 1.5 \text{ cm}^3/\text{min}$ и $10 \text{ mA} - 1 \text{ cm}^3/\text{min}$ обеспечивают Y около 1.2%, что также проиллюстрировано на рис. 2. Тем не менее кристаллическое совершенство этих двух слоев GaAsN весьма различно. Из рентгенодифракционных кривых качания около рефлекса (004) видно, что пик слоя в образце, выращенном при условиях $10 \text{ mA} - 1 \text{ cm}^3/\text{min}$, существенно более широкий (400 arc.sec.), чем в образце, выращенном при условиях $7 \text{ mA} - 1.5 \text{ cm}^3/\text{min}$ (60 arc.sec.). Мы обнаружили, что использование большего потока азота лучше с точки зрения кристаллического совершенства (ширины рентгенодифракционных пиков). Например, даже образец с более высокой концентрацией азота (1.5%), выращенный при условиях $10 \text{ mA} - 1.5 \text{ cm}^3/\text{min}$, имеет меньшую ширину пика (около 100 arc.sec.), чем образец, выращенный при условиях $10 \text{ mA} - 1 \text{ cm}^3/\text{min}$. Мы полагаем, что одной из основных причин уширения пика являются флуктуации потока азота, приводящие к модуляции состава в процессе роста пленки. Зависимость Y от F существенно нелинейна. Таким образом, даже малые изменения потока могут привести к значительной неоднородности состава, когда используются малые потоки. В то же время в области насыщения зависимости $Y(F)$ (большие потоки) влияние флуктуаций потока не столь существенно.

Мы также исследовали морфологию поверхности образцов, комбинируя метод дифракции быстрых электронов (ДБЭ) и Nomarski оптическую микроскопию. На рис. 4 показана карта морфологии поверхности в зависимости от рабочих условий плазменного источника азота. Мы обнаружили существенную корреляцию между приложенным током во время роста и состоянием поверхности слоя. В образцах, выращенных при низких значениях тока (10 мА и ниже, $Y = 0.8-1.5\%$), поверхность всегда оказывалась гладкой и без особенностей. Картина дифракции быстрых электронов остается двумерной (полосатой) в течение всего времени роста. В образцах, выращенных при умеренных значениях тока (20–30 мА, $Y = 2.1-3.1\%$), поверхность по-прежнему гладкая (за исключением образца, выращенного при условиях 30 мА– $0.7 \text{ cm}^3/\text{min}$), однако картина ДБЭ была штриховой (смесь точек и полос). И наконец, образец, выращенный при наибольшем токе (45 мА, $Y = 3.7 \text{ cm}^3/\text{min}$), обладал шероховатой матовой поверхностью, а картина ДБЭ была трехмерной (точечной).

Мы хотим подчеркнуть, что в случае роста с использованием высоких значений тока картина ДБЭ не деградировала медленно, по мере увеличения толщины пленки. Она становилась точечной или штриховой с самого начала роста GaAsN слоя. Это показывает, что морфология поверхности определяется не влиянием напряжения, как это наблюдается в сильнонапряженных слоях InGaAs [10]. Согласно наблюдениям картин ДБЭ, морфология поверхности зависит в большей степени от приложенного тока, чем от величины рассогласования (содержания азота). Мы предполагаем, что это поведение связано с увеличением тока ионов, бомбардирующих поверхность, во время роста с использованием больших токов.

Для проверки этого заключения мы вырастили два объемных слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}$, согласованных по параметру решетки с GaAs, используя режимы $7 \text{ mA}-1.5 \text{ cm}^3/\text{min}$ ($Y = 1.2\%$) и $20 \text{ mA}-1 \text{ cm}^3/\text{min}$ ($Y = 2.6\%$). Добавление In позволяет компенсировать напряжение рассогласования и, таким образом, исключить его влияние на морфологию поверхности. Температура источника In была выбрана такой, чтобы содержание In в слоях было около 4 и 8% соответственно. В то время как рентгенодифракционные кривые подтверждают решеточное согласование в обоих образцах, картины ДБЭ во время роста и морфология поверхности значительно отличались. У первого образца картина ДБЭ была полосатой, а поверхность выращенного слоя была зеркальной. У второго картина ДБЭ была с самого начала точечной, а поверхность выращенного слоя шероховатой. Эти данные находятся в согласии с результатами исследований морфологии слоев GaAsN, выращенных без добавления In, обсуждавшимися выше.

Ширина запрещенной зоны выращенных слоев GaAsN была оценена с помощью измерения фотолуминесценции (ФЛ) при комнатной температуре. Ни высокотемпературная обработка в ростовой камере, ни послеро-

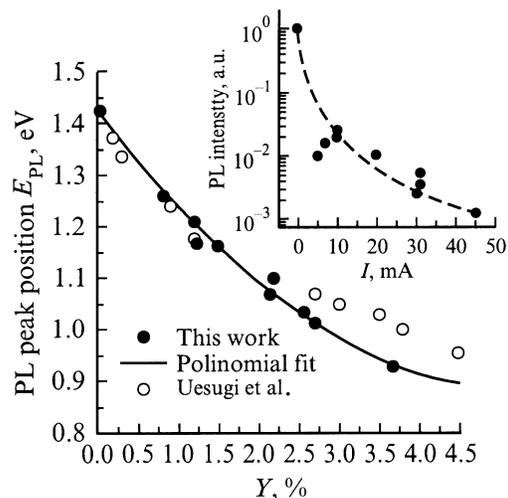


Рис. 6. Зависимость положения пика ФЛ (темные кружки) и пика поглощения ([9], светлые кружки) от содержания азота в слое GaAsN.

стовой быстрый термический отжиг не были проведены. На рис. 6 темными кружками показано положение пика ФЛ в зависимости от содержания азота. Сплошная кривая показывает аппроксимацию экспериментальных данных полиномом второго порядка. В области малых концентраций азота (менее 1.5%) сдвиг пика ФЛ в длинноволновую сторону оценен равным $200 \text{ meV}/\%$. Положение линии ФЛ достигает 0.93 eV ($1.33 \mu\text{m}$) в образце с наибольшим содержанием азота ($Y = 3.7\%$). Заметим, что наши экспериментальные результаты ФЛ образцов с низким содержанием азота ($Y < 1.5\%$) хорошо соотносятся с шириной запрещенной зоны, измеренной методом поглощения в напряженных слоях GaAsN, выращенных методом эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD) [9] (на рис. 6 показано светлыми кружками). Однако образцы с большим содержанием азота ($Y > 2\%$) демонстрируют заметный длинноволновый сдвиг линии ФЛ (до 70 meV) по сравнению с максимумом спектра поглощения. Мы полагаем, что причина наблюдаемого отклонения обусловлена флуктуациями состава, поскольку основной вклад в сигнал ФЛ при малых и умеренных плотностях возбуждения вносит в основном сильно локализованные состояния, отвечающие большему, чем среднее, содержанию азота.

Мы обнаружили, что интенсивность ФЛ в исследуемых слоях GaAsN сильнее зависит от величины использованного тока плазменного источника азота, чем от результирующего содержания азота, как это показано на вставке к рис. 6. Это хорошо коррелирует с обсуждавшимся выше влиянием тока на морфологию поверхности. Мы полагаем, что повреждение поверхности ускоренными ионами может также вызывать появление большого числа дефектов, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации. В результате интенсивность ФЛ сильно падает по сравнению с чистым GaAs, особен-

но в случае больших значений тока. Дальнейшее исследование необходимо для оценки оптического совершенства тонких слоев (In)GaAsN (квантовых ям), выращенных с использованием CPS.

В заключение мы исследовали серию слоев GaAsN, выращенных методом МПЭ с использованием нового типа источника активного азота — constricted plasma source (CPS). Было найдено, что полученная концентрация азота контролируется как потоком азота, так и приложенным током. Однако ток является более мощным контролирующим параметром. CPS обеспечивает практически приемлемую активацию потока азота, позволяя достичь концентраций вплоть до 3.7%. Даже в случае высокой концентрации азота слои GaAsN толщиной 0.35 μm оказываются упруго напряженными. Минимальное значение концентрации азота, которое может быть воспроизведено в толстых пленках GaAsN, достигается при наименьшем токе, отвечающем условию временной стабильности плазмы. Во всем диапазоне полученных составов наблюдался сигнал ФЛ при комнатной температуре. Однако и интенсивность ФЛ, и морфология поверхности слоев ухудшаются при увеличении тока источника вследствие бомбардировки поверхности ускоренными ионами. Положение пика ФЛ хорошо согласуется с шириной запрещенной зоны (максимумом поглощения) в области малых составов азота. Линия ФЛ образцов с большим содержанием азота заметно сдвинута в длинноволновую сторону из-за флуктуаций состава.

Работа выполнена при поддержке NATO Science for Peace Program (SfP-972484), гранта CRDF (RE1-2221) и программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект № 99-2034).

Список литературы

- [1] *Kondow M., Uomi K., Niwa A. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1996. Vol. 35. P. 1273–1275.*
- [2] *Ustinov V.M., Zhukov A.E. // Semicond. Sci. Technol. 2000. Vol. 15. P. R41–R54.*
- [3] *Livshits D.A., Egorov A.Yu., Reichert H. // Electron. Lett. 2000. Vol. 36. N 16. P. 1381–1382.*
- [4] *Choquette K.D., Klem J.F., Fischer A.J. et al. // Electron. Lett. 2000. Vol. 36. N 16. P. 1388–1390.*
- [5] *Sopanen M., Xin H.P., Tu C.W. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. No 8. P. 994–996.*
- [6] *Pan Z., Li L.H., Lin Y.W. et al. // J. Cryst. Growth. 2000. Vol. 209. P. 648–652.*
- [7] *Anders A., Kühn M. // Rev. Sci. Instrum. 1998. Vol. 69. P. 1340–1343.*
- [8] *Matthews J.W., Blakeslee A.E. // J. Cryst. Growth. 1974. Vol. 27. P. 118–125.*
- [9] *Uesugi K., Morooka N., Suemune I. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 74. N 9. P. 1254–1256.*
- [10] *Zhukov A.E., Ustinov V.M., Alferov Zh.I. // Int. J. High Speed Electron. Syst. 1998. Vol. 9. N 4. P. 1109–1138.*