

ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫЙ РАЗРЯД В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ КАК ИСТОЧНИК ПЛАЗМЫ ДЛЯ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА

Е.Г. Шустин¹, Н.В. Исаев¹, М.П. Темиряева¹, В.П. Тараканов², Ю.В. Федоров³

¹*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия;*

²*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва, Россия;*

³*Институт СВЧ-полупроводниковой электроники РАН, Москва, Россия*

E-mail: shustin@ms.ire.rssi.ru

Представлен обзор свойств пучково-плазменного разряда, позволяющих использовать его в качестве плазменного реактора для низкоэнергетического травления поверхности полупроводниковых материалов. Проведены эксперименты по изучению функции распределения ионов на периферии пучково-плазменного разряда и на поверхности образца, подвергаемого травлению. На основе компьютерных и физических экспериментов разработаны способы и технические средства управления энергией и плотностью ионного потока. Определены основные технологические характеристики режимов травления гетероструктур на основе арсенида галлия. Обсуждаются проблемы построения теории пучково-плазменного разряда в замкнутой системе.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время при производстве широкого спектра полупроводниковых приборов, от лазеров до микросхем СВЧ-диапазона на основе кремния и полупроводниковых соединений АIII/BV, широко используются различные плазмохимические процессы как для травления и очистки поверхности полупроводников, диэлектриков и металлов, так и для их осаждения на поверхность полупроводниковых структур. Отчетливо наметилась потребность в оборудовании, способном производить "мягкое" бездефектное травление открытой поверхности полупроводниковых гетероструктурных соединений AlGaAs/InGaAs/GaAs и InAlAs/InGaAs/InP.

В плазмохимической технологии полупроводниковых приборов в основном используются ВЧ- и СВЧ-разряды. Энергия ионов в таких разрядах, как правило, трудно контролируется и управляется.

Известны работы по созданию плазмы для плазмохимического реактора ударной ионизацией газа электронными пучками малой плотности, в частности, "Система плазменной обработки поверхности большой площади" (LAPPS) на основе процесса ионизации высокоэнергетичным (2 кэВ) электронным пучком [1]. Показано, что эта система: 1) эффективна при создании плазмы в любой газовой композиции; 2) способна к созданию низкотемпературных электронов плазмы (<0.5 эВ) с высокой плотностью ($10^9 \dots 10^{12} \text{ см}^{-3}$) и 3) масштабируется на большие площади (квадратные метры). В этой системе, однако, используется электронный пучок малой плотности ($1 \dots 10 \text{ мА/см}^2$), при этом "спокойная" плазма создается ударной ионизацией молекул газа электронами пучка, в системе отсутствуют внутренние механизмы ускорения ионов или плазмы. Требуемая плотность плазмы достигается при давлении

рабочего газа, на порядок больше, чем в исследуемой нами системе, соответственно из-за более высокой частоты столкновений ухудшается направленность ионного потока.

В отличие от этой системы пучково-плазменный разряд (ППР), формирующийся при существенно большей плотности тока, является по существу СВЧ-разрядом в полях, генерируемых в плазме в результате развития пучковой неустойчивости.

В работе [2] нами обнаружено явление стационарного ускорения ионов в ППР низкого давления в слабом магнитном поле в направлении, нормальном к оси разряда. В определенных режимах разряда ионы плазмы ускоряются до энергий, на порядок превышающих тепловую энергию электронов в основном объеме плазмы, при этом плотность потока ионов на расстоянии 10 см от оси разряда достигает величины $0,1 \dots 0,5 \text{ мА/см}^2$. В этом докладе представлен обзор исследований физического механизма, ответственного за описанное явление, возможностей управления характеристиками ионного потока, воздействующего на обрабатываемую поверхность, и создания на этой основе плазменного реактора, удовлетворяющего требованиям технологии низкоэнергетического травления поверхности полупроводниковых материалов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЭНЕРГИИ ИОНОВ

Эффект ускорения ионов обнаружен в экспериментах, проводимых на установке, схема которой показана на Рис.1. Плазма формируется в вакуумной камере – цилиндре диаметром $2R_0=0,5 \text{ м}$ и такой же длиной. В камере поддерживается рабочее давление аргона $0,006 \dots 0,2 \text{ Па}$. Продольное магнитное поле с индукцией до 5 мТл создается катушками Гельмгольца. Источником осевого электронного пучка служит диодная пушка Пирса с

плоским гексаборидным катодом.

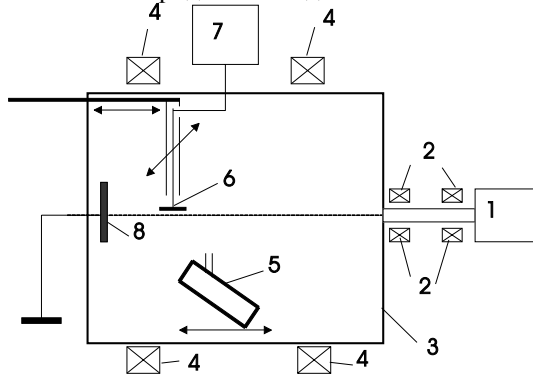


Рис.1. Схема экспериментальной установки:
1 - пушка Пирса; 2 - катушки фокусировки пучка;
3 - плазменная камера; 4 - катушки Гельмгольца;
5 - анализатор энергии ионов; 6 - зонд; 7 - блок
регистрации зондовой характеристики; 8 -
коллектор

Параметры электронного пучка на входе в плазменную камеру: ускоряющее напряжение $U_b = 1 \dots 3$ кВ, ток I_b до 500 мА, характерный диаметр $1 \dots 1,5$ см. Источник питания пушки обеспечивает ее работу в импульсном режиме с длительностью импульса $\tau_b = 10 \dots 200$ мс и скважностью > 3 .

У противоположной стенки плазменной камеры помещен коллектор электронов, совмещенный с энергоанализатором электронов (электростатический сеточный анализатор с тормозящим полем).

Для диагностики плазмы используется плоский ленгмюровский зонд, перемещаемый вдоль оси и по радиусу камеры. Форма и ориентация зонда обеспечивают наименьшее влияние на его характеристику электронного пучка. Электронная температура $T_e(r, L)$, потенциал плазмы $U_p(r, L)$, и электронная плотность плазмы $N_e(r, L)$ вычисляются при обработке зондовой характеристики стандартным методом.

В качестве приемника ионного потока используется электростатический анализатор с плоским отклоняющим зеркалом, перемещаемый вдоль оси у боковой стенки плазменной камеры. Коллиматор ионов ориентирован перпендикулярно оси камеры. Параметры анализатора: диапазон анализируемых энергий $0 \dots 100$ эВ, чувствительность $0,5 \cdot 10^{-9}$ А/см², разрешающая способность по энергиям $\Delta W/W_0 = 0,12$. На Рис.2 показан вид функции распределения ионов по энергиям (ФРИЭ) при различных давлениях рабочего газа.

В экспериментах [2, 3] показано, что, меняя параметры пучково-плазменного разряда, можно менять среднюю энергию ионного потока, бомбардирующего поверхность вблизи боковой стенки камеры в диапазоне $8 \dots 50$ эВ.

3. МЕХАНИЗМ ЭФФЕКТА

С целью определения физического механизма эффекта ускорения ионов проведено компьютерное моделирование взаимодействия в системе плазма-пучок при параметрах модели, качественно соответствующих условиям описанных выше

экспериментов [4].

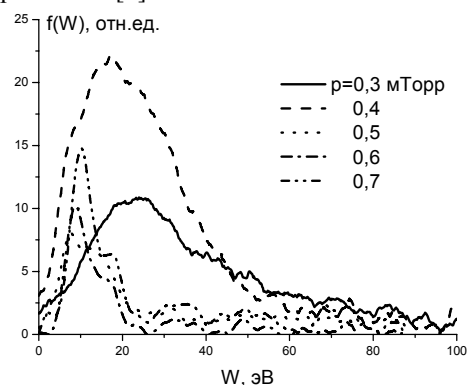


Рис.2. Вид функции распределения потока ионов на периферии разряда при различных давлениях газа p в камере

Согласно результатам моделирования:

- при нелинейном развитии пучковой неустойчивости в ограниченном объеме (плазменном резонаторе) генерация регулярных колебаний весьма быстро, за несколько времен пролета пучка, сменяется возбуждением широкополосных стохастических колебаний;
- в области, занятой электронным пучком, формируется сильно неравновесная плазма со средней энергией электронов, достигающей сотен электронвольт;
- электроны этой области создают дополнительный ток электронов из плазмы на торцевые электроды;
- увеличение электронного тока приводит к росту потенциала плазмы в области, занятой пучком;
- градиент потенциала между областью, занятой пучком, и периферийной областью плазмы определяет ускорение потока ионов по нормали к оси системы.

Стохастизация генерируемых колебаний - весьма существенный момент, выявленный в численном эксперименте. По-видимому, именно стохастизацией колебаний определяется интенсивный нагрев электронов плазмы в приосевой области.

Результаты компьютерного эксперимента стимулировали дополнительные измерения пространственного распределения высокочастотных полей, возбуждаемых в системе, и функции распределения электронов на выходе из области взаимодействия [5].

Подтвержден эффект развития стохастических колебаний в разряде с шириной спектра $\sim 1/3$ от средней частоты. Анализ поперечного распределения интенсивности поля показывает, что колебания в диапазоне ленгмюровских частот явно локализованы по радиусу в пределах $\sim R_{beam}$.

Анализ функции распределения по продольным скоростям электронов, приходящих на коллектор, показал, что одновременно с размытием пучка по скоростям явно расширяется и часть функции распределения, соответствующая приосевым электронам плазмы: средняя энергия продольного движения электронов плазмы в области пучка достигает $100 \dots 120$ эВ. Размытие функции

распределения электронов плазмы резко падает при удалении от оси: кинетическая температура электронов на расстоянии >2 см от оси не превышает $10...12$ эВ.

Итак, физические эксперименты подтверждают формирование в разряде в наших условиях сильно неравновесной плазмы в области пучка с электронами, нагретыми до сотен вольт. Подтверждается также связь эффекта нагрева формирования потока ионов на периферию разряда с наличием этой сильно нагретой группы электронов, а также связь энергетических характеристик ионов со спектром генерируемых колебаний.

4. УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГИЕЙ ИОНОВ

Как известно, развитием неустойчивости можно управлять с помощью начальной модуляции пучка по скорости на частотах вблизи ленгмюровской частоты. При этом меняются и энергетические параметры потока ионов. Когда модуляция осуществляется на частотах, соответствующих зоне спектра спонтанного излучения из плазмы с наибольшей спектральной плотностью, она приводит к монохроматизации ВЧ-колебаний. В этом случае наблюдается уменьшение средней энергии и, как правило, эффективной температуры и интенсивности принимаемого анализатором ионного потока. Из описанного выше механизма ускорения ионов следует, что модуляция пучка широкополосным (шумовым) сигналом должна приводить к обратному эффекту.

Однако выявленный механизм ускорения ионов, определяемый, в конечном счете, изменением электронных токов на торцы системы, привел к выводу о возможности более простого управления плотностью и энергией ионного потока путем изменения потенциала коллектора разряда. Проведено компьютерное моделирование такого режима, качественно подтвердившее возможность управления энергетическими характеристиками плазмы таким способом. Моделирование показало, что ток и энергия ионов, приходящих к границе области разряда при различных потенциалах коллектора, действительно определяются перераспределением электронных потоков на заднем фланце и соответствующим изменением радиального профиля потенциала плазмы. Показано, что изменением радиуса и/или потенциала коллектора можно увеличить среднюю энергию ионов (при параметрах этой модели – приблизительно в 2 раза) и плотность их радиального потока (Рис.3).

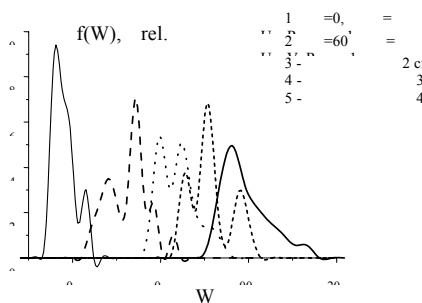


Рис.3. Результаты компьютерного моделирования: функция распределения ионов при потенциале коллектора $U_{col}=0$; 60 В в зависимости от радиуса коллектора

Эксперименты подтвердили этот вывод: изменение потенциала коллектора в диапазоне $0...70$ В приводит к изменению средней энергии от 20 до 60 эВ с увеличением плотности потока на порядок (Рис.4).

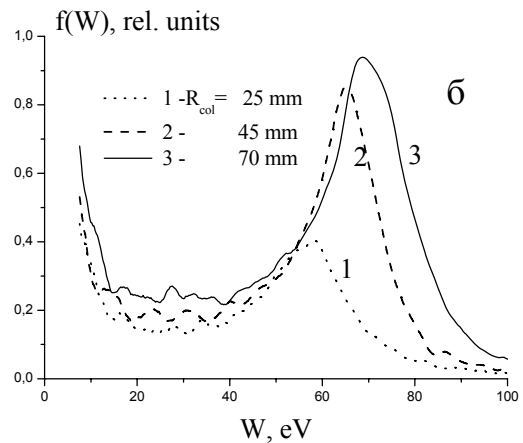
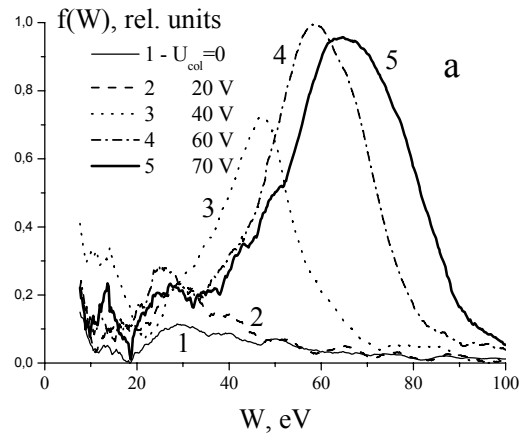


Рис.4. Кривые функции распределения ионов по энергиям при различных потенциалах коллектора (а) и при различных радиусах коллектора (б)

С точки зрения обработки непроводящей поверхности существенно не только энергетическое распределение ионов в объеме плазмы, но также плавающий потенциал поверхности – некомпенсированный заряд ионного потока вызовет плавающий потенциал, который будет тормозить ионы.

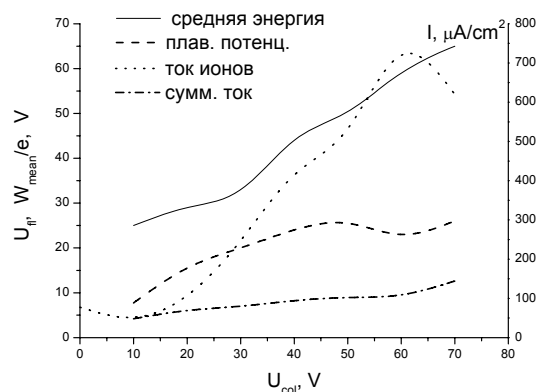


Рис.5. Зависимости от потенциала коллектора средней энергии ионов на периферии разряда, плавающего потенциала подложки, плотности тока ионов на подложку и плотности тока на заземленный зонд в той же точке («сум. ток»)

Результаты измерений показаны на Рис.5. Сравнение Рис.4 и 5 показывает, что средняя энергия потока ионов, падающих на изолированную поверхность, помещенную на расстоянии 8...10 см от оси, может достигать 40 эВ при плотности потока до 0.5 мА/см².

Реализованы средства компенсации заряда ионного потока, падающего на непроводящую поверхность диэлектрической или полупроводниковой подложки в режимах травления и напыления, с помощью модуляции потенциала держателя подложки.

5. ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА

Диапазон энергий ионов аргона 20...70 эВ есть оптимальный диапазон для мягкого травления (распыления) инертными газами (без участия химически активных сред) соединений типа АШВУ и гетероструктур на их основе: ионы с меньшей энергией практически не вызывают распыления, ионы с большей энергией создают радиационные дефекты структуры полупроводника. Исходя из этого, проводилась апробация и отработка режимов травления гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs (P-HEMT), применяемых для разработки транзисторов миллиметрового диапазона. Анализ результатов травления осуществлялся с помощью атомно-силового микроскопа (измерение глубины и профиля травления) и путем измерения концентрации и подвижности двумерного электронного газа, чувствительных к радиационным дефектам.

В технологических экспериментах симметрично анализатору ионов устанавливался держатель подложки. Коллектор разряда – молибденовый диск диаметром 8 см. На держателе подложки фиксировался образец (сегменты пластин с гетероструктурами или пластина диаметром 60 мм целиком). После напуска рабочего газа (Ar) проводилась дополнительная очистка камеры ионной бомбардировкой и травление образца в течение фиксированного времени с контролем параметров разряда и тока ионов на вспомогательный зонд. Характерное время обработки 1...6 ч (при скважности импульсов питания электронного инжектора 6-10) при давлении газа 1.5...4 мПа, индукции магнитного поля 20...40 Гс.

Характерный профиль границы зоны травления (после снятия резиста) показан на Рис.6. Крутизна границы области травления не отличается от крутизны границы маски, что свидетельствует о высокой анизотропии ионного потока. Не выявлено признаков неоднородности травления по пластине диаметром 60 мм. Скорость травления в характерных режимах составляет 3...6 нм/мин.

Исследования, проведенные на образцах р-HEMT структур, содержащих двумерный электронный газ, показали, что в режимах, где U_{mod} не превышает 100 В, не происходит накопления радиационных дефектов, ухудшающих параметры двумерного электронного газа.

Не выявлено признаков неоднородности травления по пластине диаметром 60 мм.

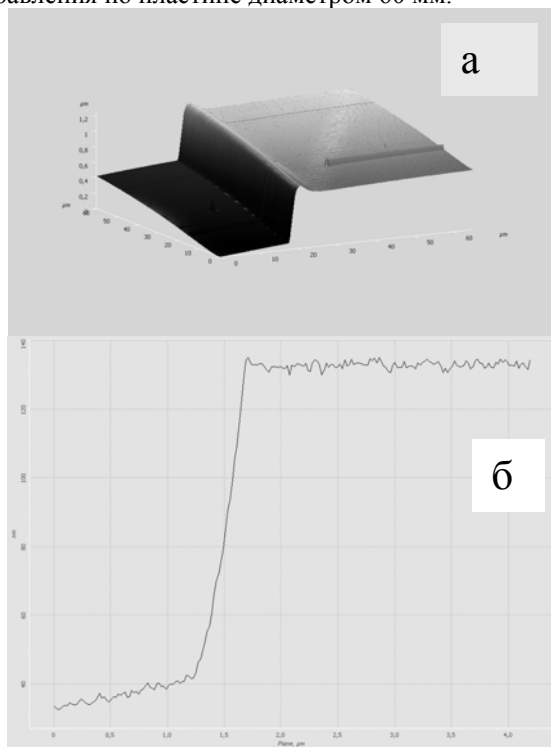


Рис.6. АСМ-изображение (а) и профиль границы (б) зоны травления гетероструктуры на подложке GaAs. Цена деления по горизонтальной оси на рисунке (б) – 0,5 мкм, по вертикальной оси – 20 нм

Результаты технологических экспериментов свидетельствуют о возможности использования предложенной технологии, базирующейся на свойствах ППР, в процессе изготовления гетероструктурных СВЧ HEMT приборов.

Была показана принципиальная возможность реализации специального режима разряда, который может быть использован для напыления пленок химических соединений материала коллектора с компонентами плазмообразующего газа. Проведена апробация режима напыления углеродной пленки на подложку Si; рентгеноструктурный анализ выявил алмазоподобную кристаллическую структуру напыленной пленки.

В мировой практике плазмохимические реакторы низкого давления в основном на основе ВЧ- и СВЧ-разрядов, а также пучковой плазмы достаточно широко используются для напыления аморфных и алмазоподобных углеродных пленок. При этом характеристики пленок критическим образом зависят от состава плазмообразующего газа, режима разряда и качества поверхности подложки. Специфические свойства плазмы отражательного пучково-плазменного разряда позволяют рассчитывать на получение пленок с новыми характеристиками. Эти исследования

авторский коллектив планирует проводить на следующем этапе работы.

6. ОБСУЖДЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ

Хотя с момента открытия ППР [6] и качественного описания его механизма [7] прошло более 40 лет и за это время было несколько попыток создания количественной теории ППР, можно утверждать, что адекватной теории, позволяющей прогнозировать свойства разряда в условиях наших экспериментов и оценить его энергетические характеристики, в настоящее время не существует.

Основные отличия условий эксперимента от моделей существующих теорий, определяющие, как показали компьютерные и физические эксперименты, качественные характеристики процессов следующие:

1) В замкнутом объеме (плазменном резонаторе) быстро развивается динамический хаос, как следствие, накопления колебаний и сильной обратной связи между генерируемыми колебаниями и волнами в электронном пучке. Поэтому неприменимы оказываются представления теории развития конвективной неустойчивости в системе.

2) Быстрый нагрев электронов плазмы, определяющий сам эффект ППР, ранее объяснялся специфическими процессами типа трансформации ленгмюровских волн в неоднородной плазме [6] или коллапсом солитонов [7]. Между тем сбой фазы в стохастических полях, эквивалентный столкновению электронов с тяжелыми частицами [8], представляется наиболее простым и естественным механизмом термализации электронной компоненты плазмы и должен учитываться при построении теории.

Опыты показали, что даже на начальной, предпробной стадии развития пучковой неустойчивости формируется сильно неоднородная плазма (Рис.7). На стадии ППР всегда регистрируется сильная турбулентность плазмы с $\Delta n_e / \langle n_e \rangle \sim 20 \dots 40\%$. В теории же обычно исследуется взаимодействие пучка с однородной или плавно

неоднородной плазмой. Очевидно, учет сильной неоднородности (турбулентности) должен внести существенные поправки в теорию пучковой неустойчивости. (Заметим, что аналогичные проблемы начинают изучаться в астрофизических приложениях [9]).

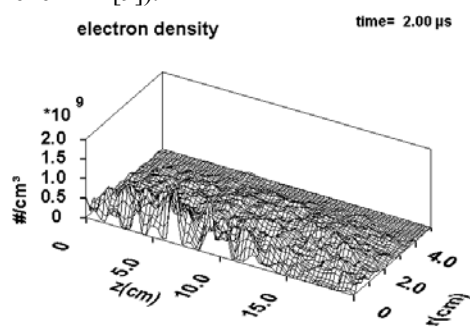


Рис.7. Пространственное распределение электронов на начальной стадии развития ППР (по данным компьютерного моделирования)

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №04-02-97257, 07-08-00014).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Leonhardt, C. Muratore and S.G. Walton // *IEEE Trans. on Plasma Science*. 2005, v.33, p.783.
2. Н.В. Исаев, А.И. Чмиль, Е.Г. Шустин // *Физика плазмы*. 2004, т.30, №3, с. 257
3. Н.В. Исаев, А.А. Рухадзе, Е.Г. Шустин // *Физика плазмы*. 2005, т.31, №11, с. 953.
4. В.П. Тараканов, Е.Г. Шустин // *Физика плазмы*. 2007, т.33, №2, с.151.
5. Н.В. Исаев, Е.Г. Шустин // *Физика плазмы*. 2007, т.33, №1, с.43.
6. Б.Н. Брейзман, Д.Д. Рютов // *ЖЭТФ*. 1969, т.57, с.1401.
7. А.А. Галеев, Р.З. Сагдеев, В.Д. Шапиро, В.И. Шевченко // *ЖЭТФ*. 1977, т.72, с.507.
8. Ф.Г. Басс, Я.Б. Файнберг, В.Д. Шапиро // *ЖЭТФ*. 1965, т.49, с.329.
9. V.V. Krasnoselskikh, V.V. Lobzin, K. Musatenko, J. Soucek, J.S. Pickett // *Cairns and I.H.J. Geophys. Res.* 2007, v.112, p.A10109.

Статья поступила в редакцию 10.04.2008 г.

BEAM PLASMA DISCHARGE AT LOW MAGNETIC FIELD AS A PLASMA SOURCE FOR A PLASMA PROCESSING REACTOR

E.G. Shustin, N.V. Isaev, M.P. Temiryazeva, V.P. Tarakanov, Yu.V. Fedorov

The review of properties of beam plasma discharge (BPD) permitting to use it as plasma processing reactor for low energy etching of a surface of semiconducting materials is submitted. The experiments on learning a distribution function of ions on periphery of BPD and on a surface of a sample subjected to etching have been carried out. On the basis of computer and physical experiments the means of control of energy and density of an ion flow have been designed. The main technical characteristics of modes of etching of heterostructures on the basis of gallium arsenide are determined. The problems of construction of the theory of BPD in a bounded system are considered.

ПУЧКОВО-ПЛАЗМОВИЙ РОЗРЯД У СЛАБКОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ ЯК ДЖЕРЕЛО ПЛАЗМИ ДЛЯ ПЛАЗМОХІМІЧНОГО РЕАКТОРА

Є.Г. Шустін, Н.В. Ісаєв, М.П. Темирязєва, В.П. Тараканов, Ю.В. Федоров

Представлено огляд властивостей пучково-плазмового розряду, що дозволяють використовувати його в якості плазмового реактора для низькоенергетичного травлення поверхні напівпровідникових матеріалів. Проведено експерименти по вивченню функції розподілу іонів на периферії пучково-плазмового розряду і на поверхні зразка, що піддається травленню. На основі комп'ютерних і фізичних експериментів розроблені способи і технічні засоби керування енергією і щільністю іонного потоку. Визначено основні технологічні характеристики режимів травлення гетероструктур на основі арсеніду галію. Обговорюються проблеми побудови теорії пучково-плазмового розряду в замкнутій системі.