

ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ ДЛЯ СУХОГО ТРАВЛЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО ХАРАКТЕРИСТИК

А.В. Возный^{*,**}, Дж.Ю. Ям^{*}, А.Ю. Кропотов^{**}, В.И. Фареник^{**}

^{*}Сунгюнганский Университет (Сувон)

Южная Корея

^{**}Научный физико-технологический центр МОН и НАН Украины (Харьков)

Поступила в редакцию 20.06.2006

При ионно-лучевом травлении диэлектрических образцов через маску субмикронных размеров зарядка поверхности вызывает искривление траектории ионов, что в конечном итоге делает невозможным получение более мелких микроструктур. В данной работе в качестве инструмента для сухого травления предлагается использовать пучок нейтральных частиц, который образуется в результате гетерогенной нейтрализации медленных ионов при отражении от поверхности плоскопараллельных проводящих пластин. Исследованы скорость травления кремниевых образцов и степень нейтрализации потока. Было показано, что при отражении ионов от поверхности под углом 5° подавляющая часть из них нейтрализуется.

Несмотря на то, что плазменное ионно-лучевое травление является ключевой технологией в производстве интегральных микросхем, обработка поверхности пучком заряженных частиц имеет ряд серьезных недостатков, например, активизация химических связей, изменение электрических свойств образца, зарядка приповерхностного слоя. Последний из вышеназванных эффектов вызывает искривление траектории ионов пучка при его подлете к поверхности, что делает невозможным получение вертикальных стенок при травлении поверхности диэлектрических образцов (рис. 1).

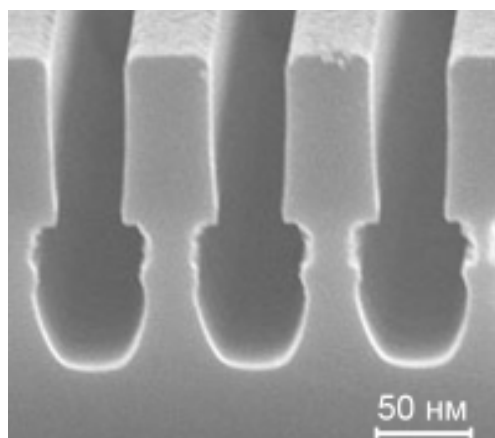


Рис. 1. Повреждение образца при ионно-лучевом травлении вызванное зарядкой поверхности. Ширина маски 50 нм.

На рисунке приведены дефекты образца оксида кремния, полученные в процессе травления ионным пучком с энергией 75 эВ через хромовую маску, представляющую собой полоски тонкой металлической пленки шириной 50 нм.

Несколько методов, позволяющих скомпенсировать электростатический заряд пучка, было предложено в работах [1 – 6]. В частности предлагалось нейтрализовать поверхностный заряд дополнительным пучком электронов, использовать параллельный импульсный ионно-электронный пучок и т.д. Однако и они не лишены своих недостатков в связи с тем, что нейтрализация ионов происходит на поверхности, а присутствие заряда на ней может вызвать необратимые изменения электрических свойств материала.

Существующая потребность в устройствах, размеры которых не превышают 65 нм, привела к необходимости использования в качестве инструмента для обработки поверхности пучки нейтральных частиц, поскольку при травлении ионно-лучевыми методами дальнейшее уменьшение характерных размеров наноструктур приводит к увеличению количества поверхностных дефектов, связанных с зарядкой поверхности и изменением ее электрических свойств. Использование источников нейтральных частиц (ИНЧ) призвано устранить

недостатки уже существующих систем ионно-лучевого травления (ИЛТ). Ввиду своей новизны, а также трудностей, возникающих при анализе пучков, не обладающих электрическим зарядом, методы формирования и диагностики потока низкоэнергетических электрически нейтральных частиц остаются на сегодняшний день практически не изученными.

Целью данной работы является разработка метода сухого травления, основанного на использовании пучков нейтральных атомов или молекул, образованных при отражении потока ионов от поверхности плоскопараллельных пластин под скользящим углом и позволяющего исключить электростатическое влияние плазмы и самого пучка на образец. Преимуществом такого метода станет возможность увеличения плотности потока атомов (например, при увеличении мощности или давления) без существенного уширения распределения частиц пучка по углам и энергиям, т. к. траектория атомов не будет подвержена влиянию поверхностного заряда в непосредственной близости к образцу или объемного заряда в области транспортировки пучка.

Для осуществления поставленной задачи был предложен пошаговый механизм оптимизации источника ионов на базе высокочастотного индукционного (ВЧИ) разряда, позволяющий минимизировать токи потерь на ускоряющих электродах. Помимо этого были измерены скорости травления нейтральными пучками, полученными из плазмы аргона Ar , тетрафторметана CF_4 и гексафторида серы SF_6 . Степень нейтрализации контролировалась при помощи одиночного плоского зонда Ленгмюра.

Было проведено травление с использованием пучка нейтральных частиц образцов оксида кремния с нанесенной на него маской в виде полосок хрома шириной 65 и 50 нм. В результате чего удалось полностью избежать эффекта расфокусировки пучка, ведущего к подтраву поверхности, имеющей сложную геометрию. Были получены вертикальные стенки структур с большим характеристическим отношением.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Поскольку в основе метода травления пучком атомов лежит процесс нейтрализации, необходимо изучение кинетики электронных переходов, сопровождающих движение ионов первичного пучка вблизи проводящей поверхности. Успех реализации метода зависит от возможности контроля таких параметров первичного пучка ионов, как угловое и энергетическое распределение, форма слоя пространственного заряда, плотность тока ионов.

Принципиальная схема экспериментальной установки для формирования и измерения параметров пучка ионов и быстрых атомов представлена на рис. 2.

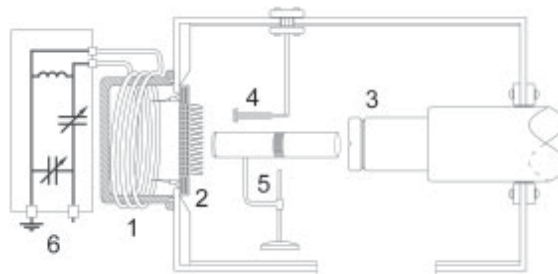


Рис. 2. Экспериментальная установка ионно-лучевого травления пучком нейтральных частиц. На рисунке цифрами обозначено: 1 – ВЧИ источник ионов; 2 – трехсеточная система электродов и отражатель; 3 – квадрупольный масс-спектрометр с интегрированным энергоанализатором; 4 – плоский зонд; 5 – ионизатор нейтрального пучка; 6 – согласующее устройство ВЧ генератора.

К вакуумной системе монтировалась цилиндрическая рабочая камера диаметром 600 мм и длиной 800 мм. Высокочастотный источник ионов 1 на базе индукционного разряда крепился на боковом фланце рабочей камеры. Формирование пучка ионов и его дальнейшая нейтрализация происходила за счет трехсеточной системы электродов и отражателя 2.

Отражатель (см. рис. 3) представлял собой набор полированных графитовых пластин, поддерживаемых заземленным алюминиевым держателем. Угол наклона отражателя к пучку контролировался вращением основания держателя.

При помощи внешней электронной пушки пучок атомов подвергался повторной

ионизации для последующего измерения его характеристик.

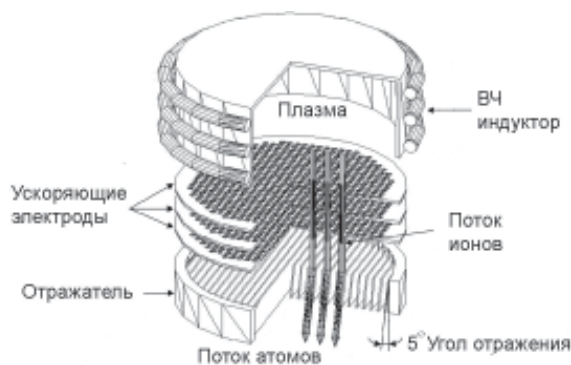


Рис. 3. Принципиальная схема источника нейтральных частиц на базе ВЧИ разряда с отражателем.

Напротив источника нейтральных частиц был установлен квадрупольный масс-спектрометр 3 фирмы Hidden Analytical с интегрированным энергоанализатором, позволяющим измерять энергию потока частиц с разрешением 0,1 эВ. Расстояние между отражателем и энергоанализатором составляло 250 мм.

Параметры ионного пучка и степени нейтрализации потока атомов контролировались

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q_i}{m_i} E_x(x, y) \\ \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{q_i}{m_i} E_y(x, y) \end{cases}$$

Скорость травления кремниевых образцов и анизотропия травления изучалась при помощи оригинального профилометра α -step и растрового электронного микроскопа HITACHI S-4700.

Плазма в рабочей камере возбуждалась при помощи внешнего трехвиткового индуктора, подключенного к 13,56 МГц ВЧ генератору через согласующее устройство р-типа 6. От стандартной схемы согласования его отличает дополнительная индуктивность, включенная в схему параллельно плазменному индуктору. Потери мощности на ней незначительны, ввиду ее большого комплексного сопротивления. В то же время такая схема проявляет большую стабильность при изменении импеданса антенны, в частности при зажигании плазмы. Диаметр разрядного объема составлял 100 мм при длине 65 мм.

Трехсеточная система вытягивания ионов и формирования пучка [7] позволяла получать на выходе из источника интегральный ток 120 мА. Источник также оборудован экранирующим электродом, уменьшающим

ВЧ наводки и служащим дополнительным коллектором электронов.

Для оптимизации источника была получена зависимость интегрального тока потерь на втором электроде от величины фокусирующего напряжения между первой и второй сеткой (рис. 4).

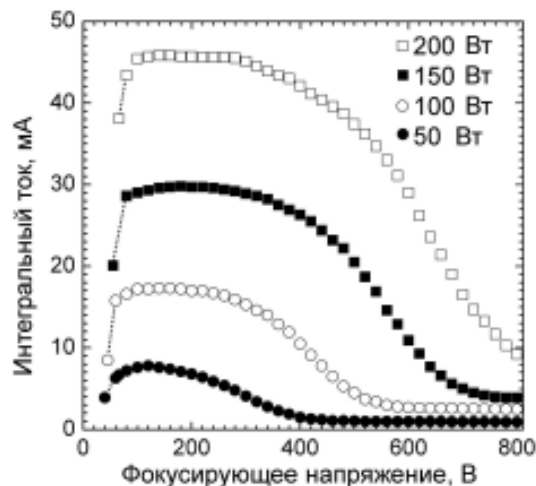


Рис. 4. График зависимости интегрального тока источника от величины фокусирующего напряжения при давлении в разрядной камере $5 \cdot 10^{-3}$ Торр.

Для нахождения влияния распределения потенциалов $V(x)$ между электродами на траекторию иона рассмотрим двухмерную задачу движения заряженной частицы:

$$(1)$$

где q_i и m_i заряд и масса иона. $E_x(x, y)$ и $E_y(x, y)$ представляют собой компоненты электрического поля.

Уменьшив количество переменных, исключая время t и введя величины $y' = dy/dx$ и $y'' = d^2y/dx^2$ можно получить непараметрическое уравнение траектории движения иона:

$$\frac{2\Delta U}{1 + (y')^2} y'' + E_x y' - E_y = 0. \quad (2)$$

Здесь ΔU представляет собой изменение потенциальной энергии иона на рассматриваемом участке движения. Если начало координат выбрать на расстоянии толщины слоя пространственного заряда h от первого уско-

ряющего электрода, то $V = V_p - V(x) + e$, где e – начальная энергия иона, V_p – потенциал плазмы.

Легко показать, что уравнение (2) преобразуется в:

$$\zeta \frac{d^2 y}{dx^2} = \zeta \frac{dV}{dx} \quad (3)$$

где ζ – первый коэффициент разложения потенциальной энергии в ряд по y в окрестности точки x . и являются первой и второй производной этой величины по x . Уравнение (3) справедливо только в окрестности оси x и имеет решение только для нескольких простых форм функции [8]. Численное интегрирование дифференциального уравнения в простейшем случае, когда поле с обеих сторон ускоряющего электрода считается однородным и частица начинает свой путь в затененной области (рис. 5), показывает, что с погрешностью не более 3% траектория ее движения будет описываться уравнением (2).

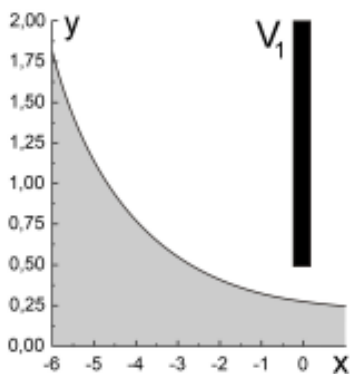


Рис. 5. Параксиальная область, в пределах которой возможна линейризация уравнения движения иона (3).

Задача нахождения траектории иона, находящегося под влиянием второго электрода существенно упрощается при использовании преобразования Шварца-Кристоффеля. Функция отображения, задающая переход от координаты $z = x + iy$ к $w = u + iv$ имеет следующий вид:

$$w = \frac{p}{\pi} \ln \frac{z-a}{z+a} \quad (4)$$

где константы p и a связаны между собой системой уравнений:

$$\begin{cases} p = \frac{2ad}{\pi(1-a^2)} \\ 1 - \frac{1}{2p} = \frac{1-a^2}{2a} \ln \frac{1-a}{1+a} \end{cases} \quad (5)$$

Параметр d здесь обозначает расстояние между электродами в единицах размера отверстий сеток. В плоскости w распределение потенциала, задающего траекторию иона будет иметь вид:

$$V = pE_1 v + \frac{\Delta U}{\pi} \left(\operatorname{ctg} \frac{v}{u-a} - \operatorname{ctg} \frac{v}{u+a} \right) \quad (6)$$

Несколько типичных траекторий ионов, полученных при обратном преобразовании, показано на рис. 6, где сплошной линией изображен случай, когда d равняется диаметру отверстий h , а пунктиром случай, когда $d = 3h$.

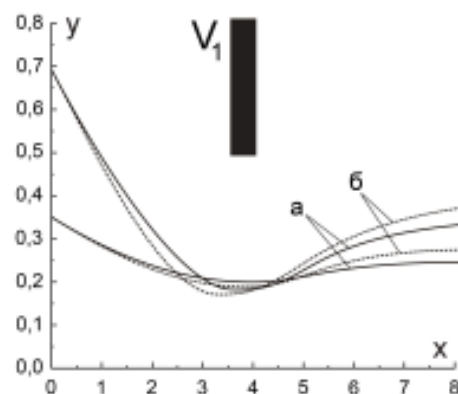


Рис. 6. Типичные траектории движения ионов в присутствии второго электрода, находящегося на расстоянии равном диаметру отверстий h (а) и на расстоянии, равном $3h$ (б).

Ток насыщения в плазме задается выражением:

$$j_b \cong 0,6 e n_e \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (7)$$

В области транспортировки пучка ток ионов определяется законом трех-вторых:

$$j_i = \frac{1}{9\pi l^2} \left(\frac{2e}{m_i} \right)^{1/2} U^{3/2} \quad (8)$$

являющимся решением уравнения Пуассона при низких давлениях. U представляет собой потенциал плазмы относительно первого электрода усредненный по периоду ВЧ колебаний, l – толщина слоя пространственного заряда.

Ток потерь зависит от структуры пространственного заряда в приэлектродной области. Последняя задается законом непрерывности между током насыщения j_b в плазме и током пучка j_i в поле ускоряющих электродов, определяемым законом трех-вторых [9,

10]. Наблюдаемый рост тока потерь с увеличением мощности (рис. 4) при постоянном значении фокусирующего напряжения накладывает ограничение на интегральный ток пучка. Однако если падение потенциала между первым и вторым электродом достаточно высокое, ток потерь остается постоянной величиной при любом значении ускоряющего напряжения.

Изменение вида функции распределения ионов по энергиям с ростом фокусирующего напряжения $V_1 - V_2$ от 200 В до 500 В показано на рис. 7 (а - з). Напряжение на первом электроде поддерживалось постоянным, в то время V_2 как изменялось от 0 до -300 В.

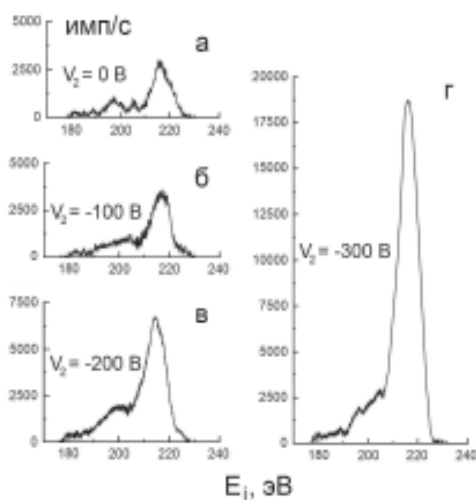


Рис. 7. Функция распределения первичного пучка ионов по энергиям в зависимости от фокусирующего напряжения.

Зависимость, изображенная на рис. 7, представляет собой случай полной расфокусировки пучка. По мере увеличения напряжения и тока, определяемого законом трех вторых, ток потерь на втором электроде становится меньше (рис. 7 (б-з)). Параллельно этому процессу происходит уменьшение тока потерь на третьем электроде, что также увеличивает вклад в общий сигнал, детектируемый анализатором. Максимум функции распределения ионов по энергиям наблюдается даже при малых фокусирующих напряжениях, однако, ярко выраженным он становится только при увеличении разницы потенциалов между первыми двумя электродами. Стоит отметить, что величина энергетического разброса остается постоянной для всех четырех зависимостей. Последнее может быть объяснено тем, что данный параметр

зависит исключительно от величины падения ВЧ потенциала на индукторе.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Сформировавшийся пучок ионов подвергался нейтрализации при скользящем отражении от поверхности графитовых пластин отражателя. Процесс сопровождается потерей энергии потока частиц. В случае парных упругих столкновений между ионами пучка и атомами поверхности, когда влиянием других атомов можно пренебречь, нахождение переданной поверхности отражателя энергии ионом сводится к решению задачи двух тел. Анализ частиц по энергиям не ограничивается единственным углом рассеяния u [11], однако существует соотношение между потерей энергии и массой поверхностных атомов, принимающих участие в рассеянии ионов пучка:

$$\frac{E_1}{E_0} = \left(\frac{\cos \theta \pm \left[(m_0/m_i)^2 - \sin^2 \theta \right]^{1/2}}{1 + m_0/m_i} \right)^2, \quad (9)$$

где E_0 и E_1 – энергия частицы до и после соударения с поверхностью, m_0 и m_i – масса атома поверхности и иона соответственно. Угол u определяется из выражения для скалярного произведения векторов импульса иона до и после столкновения: $\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_i = p_i p_i \cos u$. Данное выражение, в частности, говорит, что при отражении иона с энергией 150 эВ значение потери энергии при упругом столкновении составит около 2 эВ.

Степень нейтрализации пучка слабо зависит от энергии первичного потока ионов. На рис. 8 представлены графики зависимости интегрального тока источника от ускоряющего напряжения до и после отражения от графитовых пластин. Измерение проводилось для пучков ионов Ag, SF₆ и CF₄ при помощи одиночного плоского зонда Ленгмюра, находящегося под небольшим отрицательным потенциалом запирающего тока электронов. В среднем эффективность нейтрализации пучка ионов составила около 98%. Значительное уменьшение плотности тока отраженного пучка наблюдалось для всех трех типов рабочего газа и связывается с процессом потери заряда ионами при взаимодействии с поверхностью графитовых пластин, а не с атомами рабочего газа,

поскольку степень нейтрализации не проявляла зависимости от давления.

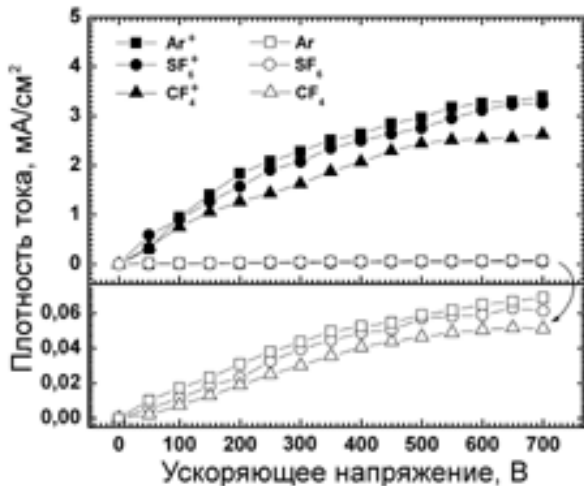


Рис. 8. Зависимость плотности тока ионного пучка от ускоряющего напряжения до (темные значки) и после (светлые значки) прохождения через отражатель. Расстояние между источником и зондом Ленгмюра 50 мм, давление в источнике $5 \cdot 10^{-3}$ Торр.

При получении структур и электронных устройств, размеры которых не превышают 50 нм, даже небольшое количество ионов в составе пучка могут вызвать серьезные повреждения структуры обрабатываемой поверхности или изменение ее свойств [12]. Для того, чтобы оградить поверхность от влияния высокоэнергетичных ионов, между образцом и источником устанавливался положительно заряженный сеточный электрод, потенциал которого был больше величины E_i/e , где E_i – энергия ионного пучка на выходе из источника.

Используя направленный поток атомов и нейтральных радикалов из плазмы газов Ar, SF₆ и CF₄ было произведено травление полированной кремниевой пластины. Зависимость скорости травления от величины ускоряющего напряжения представлена на рис. 9.

Было произведено травление диоксида кремния SiO₂ через маску, представлявшую собой полосы хрома шириной 50 нм, находившихся между собой на расстоянии 50 нм. В качестве рабочего газа был выбран SF₆, ВЧ мощность источника составляла 150 Вт, энергия пучка 400 В. Подложка с образцами была установлена на расстоянии 40 мм от отражателя.

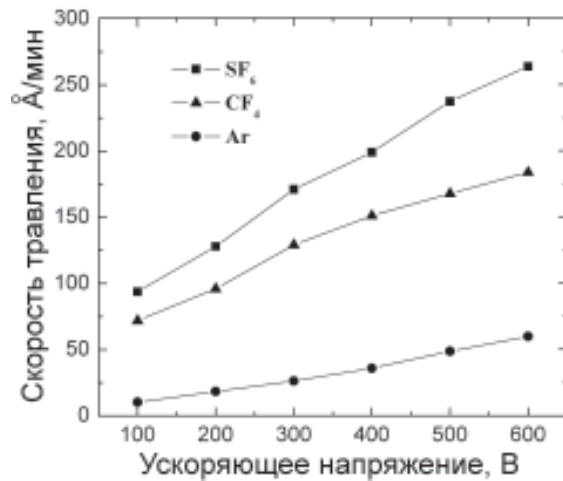


Рис. 9. График зависимости скорости травления кремниевой пластины нейтральными частицами, полученными из плазмы SF₆, CF₄ и Ar.

После травления образцы исследовались при помощи растрового электронного микроскопа. Снимок поперечного сечения полученной структуры представлен на рис. 10.

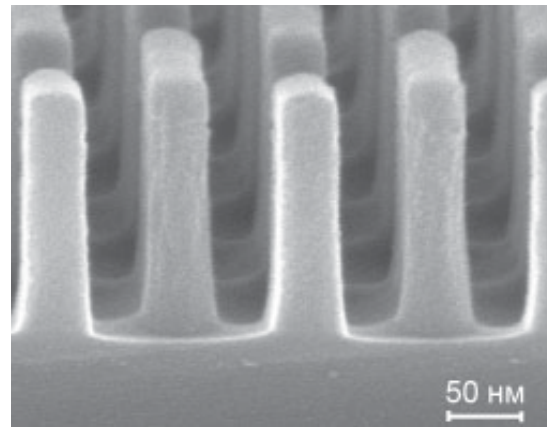


Рис. 10. Электронно-микроскопический снимок поперечного сечения образца диоксида кремния SiO₂ после травления пучком нейтральных частиц через хромовую маску шириной 50 нм.

Благодаря высокой направленности пучка и малому разбросу атомов по энергиям, удалось получить практически вертикальные стенки структуры диэлектрического образца.

ВЫВОДЫ

Разработан новый метод обработки поверхности пучком электрически нейтральных частиц. Направленный поток атомов радикалов с энергией от 0 до 400 эВ формировался при отражении пучка ионов от набора плоскопараллельных пластин под углом 5°.

Определены условия оптимальной фокусировки и транспортировки пучка ионов, полученных из плазмы ВЧИ разряда в

условиях высокой плотности плазмы внутри источника ионов. Эффективность нейтрализации при этом составила 98 %. Остаточные ионы были удалены при помощи дополнительного электрода, потенциал которого превышал ускоряющее напряжение источника.

Было произведено травление диэлектрического образца диоксида кремния SiO_2 , через маску, представляющую собой полоски хрома шириной 50 нм, при помощи электрически нейтрального пучка атомов и радикалов рабочего газа SF_6 . Благодаря отсутствию поверхностного заряда и тому, что поток не был чувствителен к нему, траектория пучка оказалась строго перпендикулярной поверхности, о чем свидетельствуют снимки поперечного сечения образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Yunogami, K. Yokogawa, T. Mizutani, Development of neutral-beam-assisted etcher, *J. Vac. Sci. Technol. A* 13 (3) (1995) 952.
2. M.J. Goekner, T.K. Bennett, J.Y. Park, Z. Wang, S.A. Cohen, Etch damage evaluation of low-angle, forward-reflected neutral beam etching, *International Symposium on Plasma Process-Induced Damage*, 1997.– P. 175.
3. J. Yamamoto, T. Kawasaki, H. Sakaue, S. Shingubara, Y. Horiike, Digital etching study and fabrication of fine Si lines and dots, *Thin Solid Films* 225 (1993) 124.
4. K. Yokogawa, T. Yunogami, T. Mizutani, Neutral-Beam-Assisted Etching System for Low-Damage SiO_2 , Etching of 8-Inch Wafers, *Jpn. J. Appl. Phys.* 35 (1996) 1901.
5. Дудин С.В., Зыков А.В., Положий К.И. Энергетическая цена иона в комбинированном ВЧ индукционно-емкостном разряде// Письма в ЖТФ.– 1996.– Т. 22, вып. 19.– С. 54-59.
6. A. Szabo, T. Engel, Etching of Si surfaces with hot chlorine beams: Translational and vibrational excitation of the incident chlorine particles, *J. Vac. Sci. Technol. A* 12 (1994) 648.
7. M. Irzyk, C. Laure and A. Bouchoule, Ion extraction from a helicon source and PIC simulation, *Plasma Sources Sci. Technol.* 10 (2001) 463–470
8. N. Shibata, On a Solution of the Paraxial Ray Equation in an Axially Symmetrical Electrostatic Field, *J. Phys. Soc. Japan* 15 (1960) 200.
9. K. Bai, C. Choi and H. Chang, Electron temperature control with a small mesh number grid in inductively coupled plasmas, *Plasma Sources Sci. Technol.* 13 (2004) 662–667
10. B. Chapman *Glow Discharge Processes* New York, Wiley p. 29.
11. Андреев Е.А., Далидчик Ф.И. Восстановление кинетики одноканальной гетерогенной нейтрализации методом скользящего рассеяния быстрых ионов поверхностью металлов// Письма в ЖТФ.– 2003.– Т. 77, вып. 2.– С. 109-113.
12. D.H. Lee, M.J. Chung, H.K. Hwang, G.Y. Yeom Etch damage evaluation of low-angle, forward-reflected neutral beam etching *Materials Science and Engineering C* 23 (2003) 221–224.

ФОРМУВАННЯ ПУЧКА НЕЙТРАЛЬНИХ АТОМІВ ДЛЯ СУХОГО ТРАВЛЕННЯ І ДОСЛІДЖЕННЯ ЙОГО ХАРАКТЕРИСТИК

О.В. Возний, Дж.Ю. Ям, О.Ю. Кропотов, В.И. Фареник

При іонно-променевому травленні діелектричних зразків через маску субмікронних розмірів заряд на поверхні спричиняє викривлення траєкторії іонів, що призводить до неможливості одержання дрібніших мікроструктур. У роботі, для сухого травлення, пропонується використовувати пучок нейтральних часток, що утворюється в результаті гетерогенної нейтралізації повільних іонів при їх відбитті від поверхні плоскопаралельних провідних пластин. Досліджено швидкість травлення зразків оксиду кремнію і ступінь нейтралізації потоку. Встановлено, що при відбитті іонів від поверхні під кутом 5° більша частина їх нейтралізується.

FORMATION OF NEUTRAL ATOMIC BEAM FOR DRY ETCHING AND STUDY ITS CHARACTERISTICS

O. V. Vozniy, G.Y. Yeom, O.Yu. Kropotov, V.I. Farenik

During ion beam etching of dielectric samples through a mask of submicron size surface charge causes ion trajectory deviation which makes receiving smaller microstructures impossible. In this work beam of neutral particles is proposed as an instrument for dry etching which is formed due to reflection from a set of parallel conductive plates. Degree of neutralization was studied, as well as the energy of the obtained flux. It was shown that during ion reflection at the angle 5° with the surface most of them neutralized.