

01;04;10;11;12

Особенности импульсной ионной имплантации из лазерной плазмы, содержащей многозарядные ионы

© В.Н. Неволин, В.Ю. Фоминский, А.Г. Гнедовец, Г.А. Киселев

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),
115409 Москва, Россия
e-mail: vyfominskij@mephi.ru

(Поступило в Редакцию 15 декабря 2006 г.)

Разработана математическая модель, описывающая динамику импульсной лазерной плазмы с многозарядными ионами, а также формирование потока, ускоренных ионов в импульсном внешнем электрическом поле. Для выявления роли многозарядных ионов в ионно-имплантационном процессе проведены экспериментальные исследования и математическое моделирование методом „частиц в ячейках“ имплантации ионов в кремниевую подложку из импульсной лазерной плазмы, содержащей одно- и двузарядные ионы титана. Плазма разлеталась между плоскопараллельными электродами (Ti-мишенью и Si-подложкой) по нормали от поверхности мишени. Для ускорения ионов к подложке прикладывались высоковольтные импульсы отрицательной полярности.

Установлено, что для эффективного использования двузарядных ионов в имплантационном процессе необходимо реализовать достаточно быстрое включение внешнего электрического поля после лазерного воздействия на мишень. Включение высоковольтного импульса с амплитудой 50 кВ через 0.5 мкс после лазерного импульса позволяло реализовать имплантацию ионов с энергией, близкой к 100 кеВ. При увеличении задержки включения высоковольтного импульса верхняя граница энергетического спектра имплантированных ионов смещалась в область более низких энергий.

Проведено сравнение рассчитанных по результатам математического моделирования и экспериментально измеренных глубинных профилей распределения титана в кремнии, показано, что разработанная модель вполне адекватно описывает формирование высокоэнергетической компоненты ионного потока, которая обуславливала дефектообразование и легирование глубоких слоев подложки.

PACS: 52.38.Ph, 52.77.Dq, 61.72.Ww.

Введение

Импульсная плазма, создаваемая интенсивным лазерным воздействием на твердотельную мишень, является эффективным и универсальным источником ионов [1]. Импульсное лазерное излучение может испарять и ионизировать самые различные материалы. Начальная степень ионизации испаряемого излучением вещества может достигать 100%. В ряде работ [2–5] была показана возможность применения импульсной лазерной плазмы для проведения ионно-имплантационной обработки материалов и ионно-ассистированного осаждения различных покрытий. Предложенная здесь методика отличается универсальностью и простотой технического исполнения. Для ускорения ионов из плазмы к модифицируемой подложке прикладывались высоковольтные импульсы отрицательной полярности. Изменение условий включения высоковольтных импульсов оказывало существенное влияние на характеристики ионного облучения (энергии и дозы ионов).

В [6] была разработана компьютерная модель разлета импульсной лазерной плазмы во внешнем электрическом поле. Методом „частиц в ячейках“ проведено моделирование физических процессов, протекающих в плазме с начальной плотностью частиц до 10^{11} см⁻³, при различных условиях включения высоковольтных импульсов произвольной формы. Плазма состояла из

однозарядных ионов. Проведен сравнительный анализ результатов физического и компьютерного экспериментов, который выявил их достаточно хорошее качественное совпадение для использованных экспериментальных условий. Такие условия реализуются, как правило, в технологии импульсного лазерного осаждения различных тонкопленочных структур под воздействием лазерных импульсов умеренной интенсивности.

Цель работы заключалась в экспериментальном исследовании особенностей ионной имплантации из импульсной лазерной плазмы, содержащей многозарядные ионы, а также в создании компьютерной модели, воспроизводящей разлет более плотной и сильно ионизованной лазерной плазмы в интенсивных импульсных электрических полях. Представлялось важным исследовать условия получения ионных пучков с высокой долей высокоэнергетических ионов, провести сравнительный анализ результатов физического и компьютерного экспериментов с лазерной плазмой, содержащей ионы различной зарядности, и таким образом установить возможность применения компьютерной модели для оптимизации технологических условий ионной имплантации и ионно-ассистированного осаждения покрытий различного функционального назначения. На практике такие условия легко реализуются путем изменения плотности мощности лазерного воздействия на мишень и варьированием времени включения высоковольтного импульса

после лазерного воздействия на мишень. Увеличение энергии имплантируемых ионов расширяет возможности модифицирования глубоководящих слоев и эффективного формирования градиентных (переходных) слоев между покрытием и основой за счет ионного перемешивания [7]. В ряде случаев использование лазерных импульсов с высокой плотностью мощности излучения, вызывающего интенсивную ионизацию плазмы, является обязательным условием формирования покрытий с улучшенными свойствами (например, осаждение алмазоподобных углеродных покрытий) [8].

Экспериментальные исследования импульсной лазерной плазмы и ионной имплантации

В качестве объекта исследования была выбрана плазма, инициированная лазерным воздействием на титановую мишень. Выбор титана обусловлен его необычайно полезными свойствами, которые он проявляет при легировании поверхности материалов и различных покрытий, а также при создании градиентных слоев перед осаждением покрытий [9]. Экспериментальные исследования проводились на установке, описанной ранее в [2,6]. Облучение титановой пластины проводилось лазерными импульсами наносекундной длительности. Использовалось излучение с длиной волны $1.06 \mu\text{m}$. Энергия излучения в импульсе составляла $\sim 50 \text{ mJ}$.

На начальном этапе исследований были определены условия лазерного воздействия на мишень, обуславливающие формирование плазмы с требуемыми характеристиками. Выбиралась плазма, содержащая ионы двух зарядностей с начальной плотностью до 10^{12} ion/cm^3 и обладающая умеренной скоростью разлета. Время существования плазмы в межэлектродном пространстве должно было заметно превышать время нарастания высоковольтного импульса. Плазменная нагрузка не должна была существенно изменять форму этого импульса.

Для исследования лазерной плазмы использовалась традиционная времяпролетная методика. Измеренные времяпролетные спектры ионов подвергались математической обработке по методике, представленной в [10]. Расстояние между лазерной мишенью и детектором равнялось 8 cm . По результатам математической обработки времяпролетных спектров были выбраны такие условия лазерного воздействия, которые позволили сформировать плазменный поток, содержащий одно- и двузарядные ($\sim 20\%$) ионы. Плотность энергии лазерного излучения на титановой мишени составляла $\sim 8 \text{ J/cm}^2$. Температура однозарядных ионов равнялась ~ 28 , двузарядных $\sim 8 \text{ eV}$. Массовая скорость потока однозарядных ионов титана — $\sim 2 \cdot 10^6$, двузарядных $\sim 3.1 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$. Измерение ионного тока показало, что суммарный поток ионов на детектор за один импульс составлял $\sim 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Предполагалось, что узконаправленный от мишени к основе поток

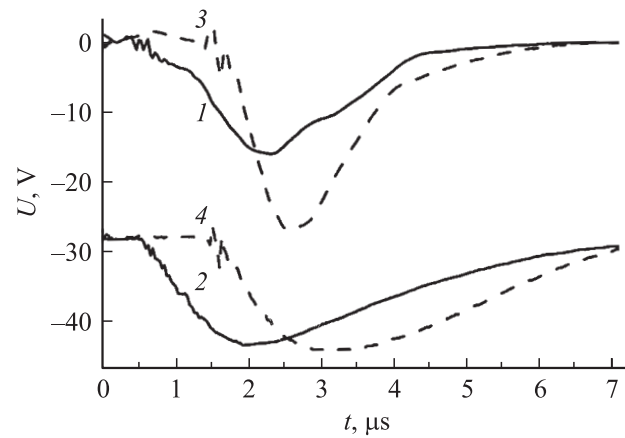


Рис. 1. Осциллограммы импульсов тока, измеренные на лазерной мишени (1, 3) при различных условиях включения высоковольтных импульсов. Одновременно проводилось антенное детектирование высоковольтных импульсов, подключаемых к подложке через 0.5 (2) и $1.5 \mu\text{s}$ (4) после лазерного импульса.

ионов с такой плотностью сформировался при удалении фронта плазмы от мишени на расстояние, существенно превосходящее размер пятна фокусировки, но меньшее, чем расстояние от мишени до пластины. Если учесть, что скоростные характеристики лазерной плазмы слабо изменялись после значительного удаления ее фронта от мишени, то максимальная плотность ионов у лазерной мишени при расширении плазмы на 1 cm оценивалась величиной $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Принятый в расчетах характер пространственного распределения ионов в плазме на начальной стадии разлета будет рассмотрен ниже. После лазерного облучения мишени ионный фронт плазмы проходил расстояние в 1 cm примерно за $0.25 \mu\text{s}$. Согласно [11], характерная величина электронной температуры в лазерной плазме может составлять примерно 1 eV .

Плазма с такими характеристиками использовалась при экспериментальных исследованиях ионной имплантации и при проведении теоретических расчетов. В случае ионной имплантации облучаемая лазером титановая пластина и монокристаллическая кремниевая подложка устанавливались параллельно друг другу на расстоянии 8 cm . На рис. 1 представлены результаты измерения электрических сигналов, возникающих на лазерной мишени при импульсном лазерном воздействии во внешнем электрическом поле. Как показано в [6], эти сигналы вполне адекватно отражают процессы переноса заряда в межэлектродном пространстве при реализации импульсной ионной имплантации из лазерной плазмы. Амплитуда высоковольтных импульсов отрицательной полярности составляла 50 kV . Время нарастания импульса составляло примерно $1.5 \mu\text{s}$, а полная длительность импульса не превышала $8 \mu\text{s}$.

Результаты детектирования тока через плазму подтверждают выводы работы [6], согласно которым для получения наиболее интенсивного ионного потока необ-

ходимо сделать правильный выбор времени включения высоковольтного импульса после лазерного. Максимальное значение тока было зарегистрировано при задержке, равной $1.5 \mu\text{s}$. В случае имплантации ионов из плазмы, содержащей только однозарядные ионы, этот режим оказывался наиболее оптимальным с точки зрения получения интенсивного потока ионов с наибольшей энергией. Однако при использовании плазмы, содержащей многозарядные ионы, необходимо учитывать различие скоростей разлета ионов различной зарядности. Согласно результатам времяпролетных исследований, двузарядные ионы титана двигались в основном на фронте плазмы и первыми подлетали к подложке. В этих условиях время включения высоковольтного импульса (вслед за лазерным импульсом) оказывается важным фактором, влияющим на энергетический спектр имплантируемых ионов.

Математическая модель ионной имплантации из лазерной плазмы, содержащей многозарядные ионы

При моделировании разлета лазерной плазмы, содержащей многозарядные ионы, во внешнем электрическом поле применялся метод „частиц в ячейках“ (Particle-in-Cell, или PIC) [12]. Описание физических процессов в плазме методом PIC сводится к совместному решению уравнений движения „суперчастиц“ (электронов и ионов из некоторой представительной выборки из полного числа частиц плазмы) и уравнения Пуассона для потенциала самосогласованного электрического поля, рассчитываемого на узлах пространственной сетки. Подробное описание компьютерной PIC-модели лазерной ионной имплантации было приведено ранее в работе [6].

Так же как и в [6], в разработанной модели использовались два упрощающих допущения. Во-первых, задача решалась в одномерном приближении. Во-вторых, разлет плазмы моделировался начиная с некоторого момента времени t_0 — это время намного больше времени образования лазерной плазмы, близкого к длительности лазерного импульса τ_l , но малого по сравнению со временем τ_L прохождения ионным пучком от мишени до подложки. По порядку величины $\tau_L \sim L/u$, где L — расстояние от мишени до подложки, u — массовая скорость плазмы.

Использование первого из этих допущений обусловлено тем, что уже при плотностях плазмы порядка $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ компьютерные расчеты динамики плазмы методом PIC в разрядном промежутке длиной до нескольких сантиметров связаны с большими временными затратами. При моделировании плазмы, характеризующейся определенной электронной температурой T_e и плотностью N_e , существуют ограничения на максимальные шаги по времени $\Delta t < 2\pi/\omega_e$ и пространственной координате

$\Delta x < r_D$, где $r_D = (\epsilon_0 k T_e / N_e e^2)^{1/2}$ — радиус Дебая, $\omega_e = (N_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ — плазменная частота. Узконаправленный характер распространения лазерного факела по нормали к поверхности мишени наблюдался в большом числе известных экспериментальных исследований. Зависимость интенсивности ионного потока от угла разлета θ относительно нормали к поверхности мишени, как правило, описывается законом $\cos^p \theta$ с показателем p , изменяющимся в зависимости от режима импульсного лазерного воздействия наносекундной длительности в пределах $6 < p < 40$. Включение внешнего ускоряющего высоковольтного напряжения, вероятно, только обостряет профиль углового разлета плазмы.

Второе допущение также обеспечивает существенное сокращение времени расчетов. Поскольку $\tau_L \gg \tau_l$, то начиная с некоторого момента времени $t_0 \gg \tau_l$ распространение факела от мишени до подложки можно рассматривать независимо от процесса его формирования. Описание образования лазерной плазмы и начальной стадии ее разлета представляет собой самостоятельную задачу. Эта задача исследовалась многими авторами, в том числе и с помощью метода PIC [12,13]. Вместо этого в данной работе для начальной загрузки ионов плазмы в момент времени $t = t_0$ использовались „смещенные“ максвелловские функции распределения по скоростям

$$f_i(v_x) \sim \exp[-m_i(v_x - u_i)^2 / 2kT_i],$$

в которых массовая скорость u_i и температура T_i определялись экспериментально (индекс i обозначает либо однозарядные i^+ , либо двузарядные i^{2+} ионы). Такая полуэмпирическая зависимость широко используется в настоящее время для определения фундаментальных характеристик лазерной плазмы, образующейся в тех режимах лазерного воздействия, которые реализуются при импульсном лазерном осаждении тонких пленок и покрытий.

Формирование начального пространственного профиля плотности плазмы, движущейся по координате x от мишени к подложке, осуществлялось путем мгновенной инжекции одно- и двузарядных ионов с функциями распределения $f_i(v_x)$ с поверхности мишени и их свободного разлета в вакуум в течение времени t_0 . Электроны с максвелловской функцией распределения

$$f_e(v_x) \sim \exp(-m_e v_x^2 / 2kT_e)$$

загружались таким образом, чтобы в объеме плазменного факела выполнялось условие квазинейтральности

$$N_e(x) - N_{i^+}(x) + 2N_{i^{2+}}(x).$$

Самосогласованное электрическое поле $E = -\nabla\varphi$ в межэлектродном промежутке $0 \leq x \leq L$ находилось из решения уравнения Пуассона, в котором в качестве граничных условий использовались известные значения потенциала на заземленной мишени $\varphi(x=0, t) = 0$ и на подложке $\varphi(x=L, t) = V_s(t)$. Зависимость $V_s(t)$, определяющая форму прикладываемого к подложке высоковольтного импульса, задавалась достаточно сложной

аналитической функцией, аппроксимирующей реальный высоковольтный импульс (рис. 1).

Численные расчеты, результаты которых представлены ниже, проводились по стандартной методике PIC. В частности, случайные выборки частиц плазмы из заданных распределений по скоростям проводились методом статистического отклонения (acceptance-rejection). Для вычисления плотности пространственного заряда на узлах сетки и обратной интерполяции электрического поля из узлов сетки на частицы использовалась процедура линейного взвешивания (метод „облака в ячейке“, или Cloud-in-Cell — CIC). Уравнение Пуассона решалось методом прогонки. При интегрировании уравнений движения частиц плазмы применялась схема с „перешагиванием“ (leap-frog). Моделировалось поведение не менее $2 \cdot 10^5$ частиц плазмы каждого сорта (электронов и ионов), а шаги по времени и координате не превышали $\sim 10^{-11}$ s и $\sim 10^{-3}$ cm соответственно. Описанный алгоритм PIC циклически повторялся с шагом по времени Δt до тех пор, пока из разрядного промежутка в результате осаждения на подложку и частичного возврата на мишень не выходила большая часть ионов.

Математическое моделирование динамики лазерной плазмы и потоков ионов различной зарядности

На рис. 2 показана расчетная динамика импульсной лазерной плазмы и потенциала электрического поля для случая имплантации ионов титана при малой временной задержке включения высоковольтного импульса после лазерного импульса. Сразу после включения электрического поля оно распределяется по пространству от передней границы плазмы до подложки, поэтому собственная динамика плазмы во многом определяет конфигурацию поля в межэлектродном пространстве. Под действием поля на фронте плазмы постепенно формируется область положительного пространственного заряда. Концентрация ионов различной зарядности в этой области и определяет энергетический спектр имплантируемых ионов. Первые ионы падают на подложку уже примерно через $0.4 \mu\text{s}$ после включения внешнего поля. Потенциал подложки в это время составляет примерно -20 kV. Однако в связи с тем, что на фронте плазмы преобладают ионы Ti^{2+} , энергия имплантируемых ионов близка к 40 keV. Примерно еще через $0.04 \mu\text{s}$ на подложку падают ионы Ti^{+} с энергией ~ 20 keV. В дальнейшем энергетический спектр имплантируемых ионов формируется из двух компонент, обусловленных имплантацией Ti^{+} и Ti^{2+} . По мере роста напряжения первая уширяется от 20 до 50 , а вторая — от 40 до 100 keV. Примерно через $0.74 \mu\text{s}$ верхняя граница энергетического спектра Ti^{+} достигает нижнюю границу энергетического спектра имплантируемых ионов Ti^{2+} .

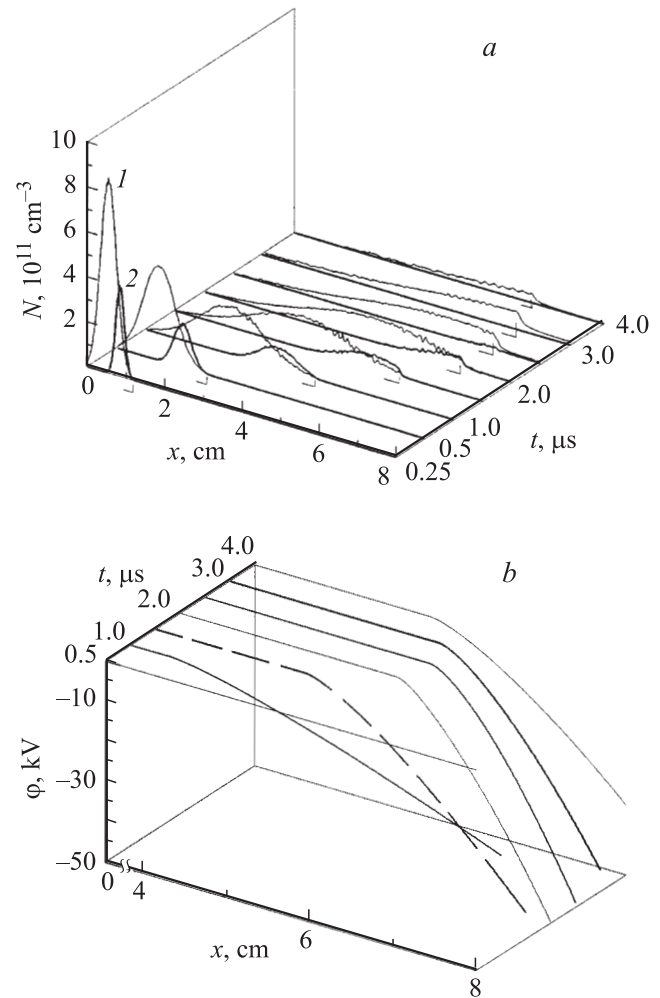


Рис. 2. Распределение ионной плотности (a) и потенциала электрического поля (b) в различные моменты времени при разлете лазерной плазмы, содержащей ионы Ti^{+} (1) и Ti^{2+} (2), от мишени ($x = 0$) к подложке ($x = 8$ cm). Высоковольтный импульс подается через $0.5 \mu\text{s}$ после лазерного воздействия, реализуемого при $t = 0$. Метками обозначено положение границы области, содержащей электроны плазмы.

В момент включения электрического поля фронт плазмы располагается на расстоянии примерно 6 cm от подложки. Однако затем в результате массового движения потока плазмы поле достаточно быстро „прижимается“ к подложке, и через $1.5 \mu\text{s}$ граница плазмы локализуется вблизи подложки на расстоянии ~ 2 cm. В это время ускоряющее напряжение достигает максимального значения. На фронте плазмы преобладают ионы Ti^{2+} , которые выходят из плазмы в область положительного пространственного заряда и захватываются внешним ускоряющим электрическим полем. Согласно расчетам (рис. 3), от момента включения ускоряющего электрического импульса до $2.5 \mu\text{s}$ в потоке имплантируемых ионов преобладают ионы Ti^{2+} . В результате этого в энергетическом спектре имплантируемых ионов формируется ярковыраженная компо-

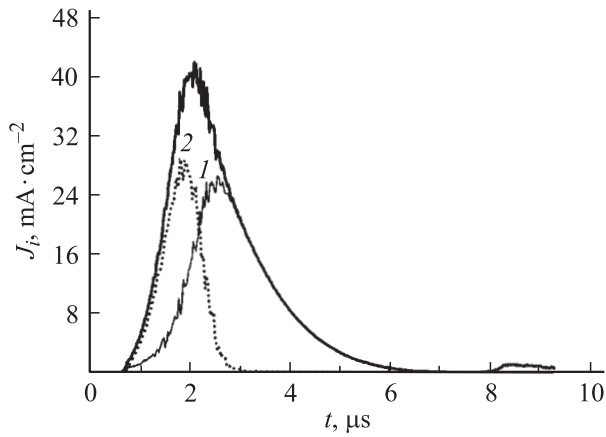


Рис. 3. Рассчитанный импульс тока на подложке при имплантации ионов из лазерной плазмы, содержащей ионы Ti^+ (1) и Ti^{2+} (2), под действием высоковольтного импульса, включаемого через $0.5 \mu s$ после лазерного импульса.

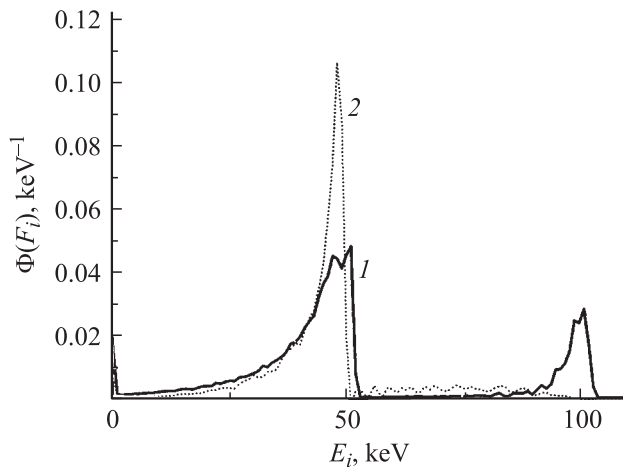


Рис. 4. Рассчитанные энергетические спектры ионов титана, имплантированных из лазерной плазмы, содержащей ионы Ti^+ и Ti^{2+} , при включении высоковольтного импульса с амплитудой $50 kV$ с задержкой 0.5 (1) и $1.5 \mu s$ (2) после лазерного импульса.

нента с энергией, близкой к $100 keV$ (рис. 4). Затем электрический ток на подложке относительно резко падает, так как поток Ti^{2+} , а следовательно переносимый заряд, заметно уменьшается. Имплантационный процесс в дальнейшем развивается в основном с участием однозарядных ионов. Следует отметить, что временная эволюция электрического импульса от имплантируемых ионов (рис. 3) достаточно хорошо совпадает с формой электрического импульса, измеренного на лазерной мишени (рис. 1).

Имплантация Ti^+ протекает при достаточно стабильном положении плазменной границы. Собственная динамика плазмы обеспечивает постоянный приток ионов Ti^+ в область пространственного заряда. Энергетический спектр имплантируемых ионов во многом определя-

ется здесь величиной ускоряющего напряжения. Спад ускоряющего напряжения протекает более медленно, чем процесс имплантации ионов Ti^+ из той части потока плазмы, которая характеризуется относительно высокой скоростью (близкой к массовой) и большой концентрацией частиц. В результате в энергетическом спектре имплантируемых ионов возникает интенсивная компонента с энергией, близкой к $50 keV$ (рис. 4). В дальнейшем процесс имплантации развивается в условиях спада ускоряющего напряжения из плазмы, которая относительно однородно распределена в межэлектродном пространстве. Собственная динамика частиц и в этих условиях обеспечивает достаточный приток ионов в область пространственного заряда. В результате граница плазмы сначала немного удаляется от подложки на $\sim 2.5 cm$, а затем (примерно через $6 \mu s$ после включения внешнего поля) опять слабо приближается к ней.

Согласно расчетам, развитие имплантации сопровождается тем, что скоростной спектр ионов в плазме постепенно сужается за счет „ухода“ быстрых ионов, которые участвуют в имплантационном процессе. Со стороны низкоскоростной границы спектр практически не изменяется. В результате в межэлектродном пространстве мишень-подложка могут достаточно долго сохраняться медленные ионы. В рассматриваемом случае малой временной задержки включения высоковольтного импульса медленные ионы долетают до подложки после окончания ускоряющего импульса, обуславливая появление в энергетическом спектре компоненты вблизи отметки с нулевой энергией (рис. 4).

Моделирование динамики плазмы для случая относительно большой, равной $1.5 \mu s$, временной задержки включения высоковольтного импульса после лазерного импульса показало, что картина физических процессов существенно изменяется. До включения поля плазма распределяется по всему межэлектродному пространству между мишенью и подложкой (графики не приводятся). При включении поля на границе плазмы и подложки за $0.5 \mu s$ формируется область положительного пространственного заряда толщиной около $0.5 cm$. Затем граница плазмы несколько удаляется от подложки и через $2.5 \mu s$ после включения поля локализуется на расстоянии $2 cm$ от подложки. В дальнейшем граница плазмы перемещается крайне медленно. Практически все ионы Ti^{2+} имплантируются в пластину в течение первой микросекунды после включения ускоряющего импульса. За это время потенциал пластины изменяется в широком диапазоне от 0 до $-50 kV$. В дальнейшем в процессе имплантации участвуют только ионы Ti^+ . Увеличение времени задержки приводит к тому, что в энергетическом спектре пик ионов с энергией $\sim 100 keV$ практически исчезает (рис. 4). Образуется лишь сильно размытое плато в диапазоне энергий $50-100 keV$. Однако в этом случае практически все ионы лазерной плазмы используются для имплантационной обработки.

Экспериментальное исследование и расчет глубинных профилей имплантированных ионов

После ионной имплантации титана монокристаллические подложки кремния исследовались методом обратного резерфордского рассеяния ионов гелия (ОРРИ). Энергия ионов гелия в анализирующем пучке равнялась 2.3 MeV. Пучок направлялся по нормали к поверхности кремния, что обеспечивало измерение ОРРИ-спектров в условиях осевого каналирования ионов. Детектировались ионы, рассеянные на угол 105°. ОРРИ-исследования позволили измерить концентрационные профили распределения атомов титана по глубине в кремнии и провести сравнение с результатами расчета таких глубинных профилей по данным из математической модели ионной имплантации из лазерной плазмы.

Экспериментально измеренный ОРРИ-спектр для монокристаллической подложки кремния, имплантированной ионами титана из импульсной лазерной плазмы под воздействием высоковольтного импульса, подключаемого через 0.5 μs после лазерного импульса, представлен на рис. 5. Согласно измерениям тока через плазму (рис. 1), общая доза имплантированных ионов титана составляла ~ 10¹⁶ см⁻². Согласно результатам ОРРИ-исследований, имплантация ионов титана приводила к полной аморфизации поверхностного слоя кремния глубиной ~ 200 nm. На это указывало существенное увеличение выхода рассеянных ионов гелия в диапазоне каналов 625–725. При этом выход ионов не зависел от ориентации анализирующего пучка. Глубина аморфизации кремния соответствовала максимальной глубине внедрения ионов титана с энергией ~ 100 keV. Глубинный профиль распределения титана в кремнии, рассчитанный по

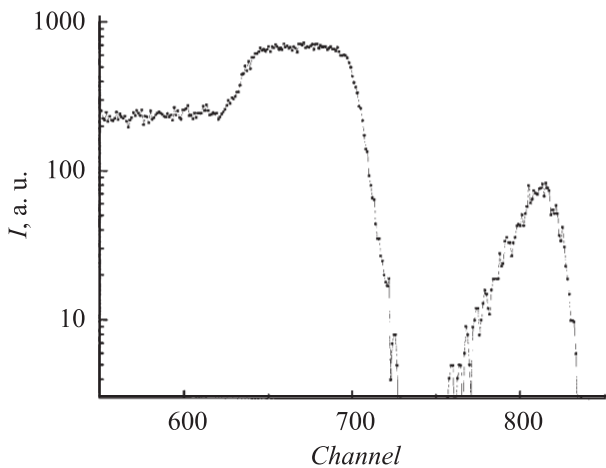


Рис. 5. Спектр обратного резерфордского рассеяния ионов гелия, измеренный для монокристаллической подложки кремния после имплантации ионов титана из импульсной лазерной плазмы, содержащей ионы Ti^+ и Ti^{2+} . Высоковольтный импульс включался через 0.5 μs после лазерного импульса.

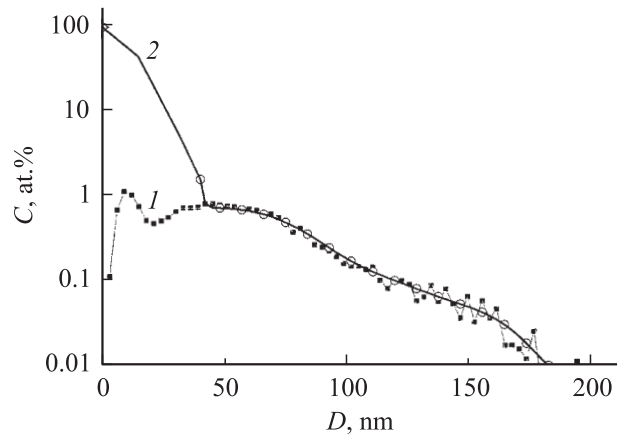


Рис. 6. Концентрационные профили глубинного распределения атомов титана в кремнии: 1 — рассчитанный по энергетическому спектру имплантируемых ионов из математической модели (рис. 4, кривая 1), 2 — экспериментально измеренный методом ОРРИ.

экспериментально измеренному ОРРИ-спектру, приведен на рис. 6. Следует отметить, что ОРРИ-исследования монокристалла кремния, подвергнутого ионной имплантации в условиях увеличенной до 1.5 μs задержки включения высоковольтного импульса, показали, что глубина внедрения ионов и глубина аморфизации в этом случае оказываются несколько меньшими, чем при задержке, равной 0.5 μs (ОРРИ-спектры не приводятся).

Для моделирования глубинного распределения ионов титана, имплантированных в кремниевую подложку из импульсной лазерной плазмы, создавалась база данных теоретических профилей. Эти профили рассчитывались по программе SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) для фиксированных значений энергии ионов титана с шагом 5 keV. Рассчитанные по программе PIC энергетические спектры ионов титана, имплантируемых из лазерной плазмы (рис. 4), использовались для построения модельных концентрационных профилей титана в кремнии. Для этого проводилось суммирование профилей, рассчитанных по программе SRIM, с учетом доли ионов с определенной энергией в полном энергетическом спектре. Энергетический спектр имплантированных ионов разбивался на интервалы в 5 keV. При этом на выбранном отрезке спектра выбиралось среднее значение $\Phi(E_i)$.

Результат расчета концентрационного профиля распределения титана по глубине в кремнии, проведенный с учетом данных математического моделирования, представлен на рис. 6. Рассмотрен случай малой временной задержки включения высоковольтного импульса после лазерного импульса, равной 0.5 μs. Доза ионной имплантации для расчета глубинного профиля по результатам математического моделирования подвергалась корректировке таким образом, чтобы расчетная концентрация титана на глубине 50 nm совпадала с экспериментально измеренной величиной. Сравнение расчетного и экспе-

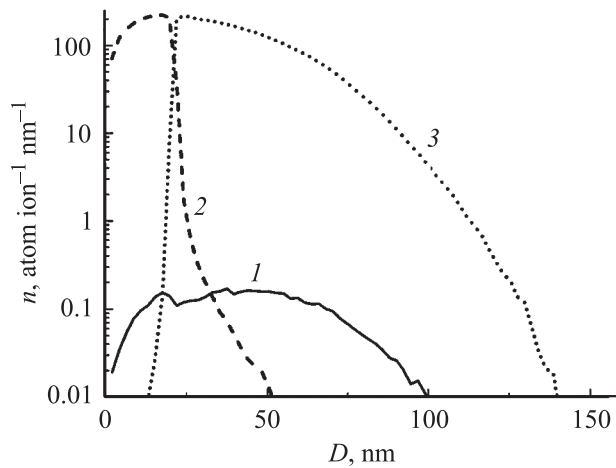


Рис. 7. Рассчитанное по программе SRIM глубинное распределение внедренных ионов титана (1), а также атомов титана (2) и кремния (3), смещенных в каскадном процессе при ионном перемешивании пленки титана толщиной 20 нм с кремнием под воздействием ионов титана с энергией 50 кэВ.

риментально измеренного методом ОРПИ глубинного профиля титана в кремнии показало, что формы профилей достаточно хорошо совпадают в глубоко залегающих слоях подложки (более 50 нм). Однако эти профили сильно различаются в приповерхностном слое кремния. Согласно данным ОРПИ-исследований, после ионной имплантации из лазерной плазмы на поверхности подложки формировался тонкий слой с очень высокой концентрацией титана. Однако „чистая“ имплантация ионов до дозы $\sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$ не позволяет создавать такие высоколегированные слои.

Отличие результатов моделирования и экспериментального измерения концентрационного профиля может быть обусловлено тем, что при построении теоретического профиля не учитывался еще один важный механизм, оказывающий влияние на его формирование. Этот механизм заключается в ионно-иницированном перемешивании атомов титана с кремниевой подложкой. Известно, что в лазерном факеле на поздних стадиях разлета концентрация ионов составляет $\sim 10\%$ от общего потока испаренного вещества. Это может приводить к тому, что в эксперименте внедрение ионов титана протекало через тонкую пленку титана, осаждаемую на поверхность кремниевой подложки из паровой (нейтральной) компоненты лазерно-иницированного эрозивного факела.

На рис. 7 представлены результаты моделирования по программе SRIM ионного перемешивания тонкой пленки титана с кремнием. Видно, что толщина слоя, в котором развивается перемешивание атомов титана (из пленки) и кремния (из подложки) может достигать 30 нм. Концентрация атомов титана, внедряющихся в поверхностный слой кремния в результате ионного перемешивания, существенно превышает концентрацию

имплантируемых ионов. Расчеты по программе SRIM позволяют оценить эффективность баллистического перемешивания без учета накопления дозы имплантации. При имплантации ионов с дозой $\sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$ возможно перекрытие каскадов столкновений и, следовательно, увеличение глубины слоя, формирующегося под влиянием ионного перемешивания.

Представленные результаты исследования ионной имплантации из плазмы, содержащей одно- и двузарядные ионы, позволяют сделать определенные выводы об особенностях использования и рекомендации для эффективного проведения процесса ионной имплантации из лазерной плазмы, содержащей многозарядные ионы. При увеличении зарядности ионы, как правило, распределяются на фронте плазмы, а их температура уменьшается. При этом скорости разлета ионов возрастают при увеличении зарядности, так как для формирования сильно ионизованной плазмы приходится существенно повышать плотность мощности излучения на мишени [1]. Это означает, что для использования этих ионов в имплантационной обработке потребуется не только уменьшать временной интервал между лазерным и высоковольтным импульсами, но и существенно изменять параметры высоковольтной системы ускорения ионов. Следует сократить время нарастания напряжения и увеличить полную длительность импульса. Это позволит минимизировать „размытие“ энергетического спектра во время нарастания ускоряющего напряжения и использовать в имплантационном процессе все, в том числе и медленные, ионы лазерной плазмы.

Выводы

Разработана математическая модель, позволяющая провести всесторонний анализ физических процессов в достаточно плотной ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$) импульсной лазерной плазме, содержащей многозарядные ионы и распространяющейся в межэлектродном пространстве от мишени до подложки под воздействием интенсивных внешних импульсных электрических полей. Модель воспроизводит динамику ионов различной зарядности и электронов, а также распределение электрического поля около подложки при варьировании начальных свойств плазмы, формы высоковольтного импульса и времени его включения.

Согласно результатам математического моделирования лазерной плазмы, содержащей одно- и двузарядные ионы, ионы повышенной зарядности могут вызывать существенные изменения в энергетическом спектре имплантируемых ионов. Эффективность использования этих ионов в имплантационном процессе зависит от условий включения ускоряющих высоковольтных импульсов. Включение таких импульсов на относительно ранней стадии разлета плазмы (через $0.5 \mu\text{s}$ после лазерного импульса) позволяет реализовать имплантацию большей доли двузарядных ионов с энергией, в два раза

превышающей энергию однозарядных ионов. Увеличение задержки включения до $1.5\ \mu\text{s}$ приводит к „размытию“ энергетического спектра двузарядных ионов и снижению их роли в имплантационном процессе.

Сравнительный анализ расчетных и экспериментальных измеренных концентрационных профилей ионов, имплантированных в кремний из импульсной лазерной плазмы, содержащей ионы Ti^+ и Ti^{2+} , показал, что математическая модель позволяет достаточно хорошо прогнозировать энергетический спектр имплантированных ионов. Выявленное различие расчетного и экспериментально измеренного профилей может быть обусловлено протеканием процесса ионного перемешивания. В этот процесс захватываются атомы титана, осаждающиеся на подложку из лазерного факела и образующие на ней тонкую пленку.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-08194-офи).

Список литературы

- [1] Быковский Ю.А., Неволин В.Н. Лазерная масс-спектрометрия. М.: Энергоатомиздат, 1985. 128 с.
- [2] Fominski V.Yu., Nevolin V.N., Romanov R.I. et al. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89. P. 1449–1457.
- [3] Qi B., Gilgenbach R.M., Jones M.C. et al. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. P. 8876–8883.
- [4] Fominski V.Yu., Nevolin V.N., Smurov I. // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 96. P. 2374–2380.
- [5] Неволин В.Н., Фоминский В.Ю., Романов Р.И. и др. // Упрочняющие технологии и покрытия. 2006. № 6. С. 34–40.
- [6] Неволин В.Н., Фоминский В.Ю., Гнедовец А.Г. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 6. С. 32–37.
- [7] Быковский Ю.А., Неволин В.Н., Фоминский В.Ю. Ионная и лазерная имплантация металлических материалов. М.: Энергоатомиздат, 1991. 240 с.
- [8] Fominski V.Yu., Markeev A.M., Nevolin V.N. et al. // Vacuum. 1993. Vol. 44. P. 873–877.
- [9] Фоминский В.Ю., Романов Р.И., Киселев Г.А. // Упрочняющие технологии и покрытия. 2006. № 10. С. 38–44.
- [10] Krása J., Lorusso A., Doria D. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. Vol. 47. P. 1339–1349.
- [11] Toftmann B., Schou J., Hansen T.N. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 3998–4001.
- [12] Бедсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.
- [13] Nedelea T., Urbassek H.M. // Phys. Plasmas. 2002. Vol. 9. N 8. P. 3209–3216.
- [14] Nedelea T., Urbassek H.M. // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69. P. 056408-1–056408-8.