

01;04;07;12

## Экспериментальные исследования и моделирование имплантации ионов из импульсной лазерной плазмы в импульсных электрических полях

© В.Н. Неволин, В.Ю. Фоминский, А.Г. Гнедовец, В.Е. Кошманов

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

(Поступило в Редакцию 20 сентября 2004 г.)

Приводятся результаты экспериментального исследования разлета импульсных потоков плазмы, инициированной наносекундными лазерными импульсами с плотностью мощности  $7 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$  из твердотельной мишени в интенсивных электрических полях. Измерены импульсы тока на лазерной мишени, а также глубинные распределения ионов железа, имплантированных в кремниевую подложку, на которую подавался высоковольтный импульс отрицательной полярности. Методом „частиц в ячейках“ проведено моделирование физических процессов, протекающих в плазме с начальной плотностью ионов железа  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  при различных условиях включения высоковольтных импульсов произвольной формы. Разработанная модель позволила рассчитывать потоки ионов на обрабатываемую подложку и потоки электронов на мишень, а также энергетические спектры имплантированных ионов. Проведен сравнительный анализ результатов физического и компьютерного экспериментов, который выявил их достаточно хорошее качественное совпадение для реализованных экспериментальных условий.

### Введение

Имплантация ионов с высокими энергиями (до нескольких десятков килоэлектрон-вольт) уже несколько десятилетий используется в технологии микроэлектроники [1] и для модифицирования поверхностных свойств конструкционных материалов [2]. Из-за большого значения ионной имплантации в проведении широкого круга современных высокотехнологичных процессов в последнее время активно проводится поиск новых конструктивно простых и дешевых способов, позволяющих реализовать имплантационную обработку материалов пучками высокоэнергетичных ионов. Использование импульсной лазерной плазмы в качестве источника ионов открывает интересные возможности проведения ионно-имплантационной обработки и ионно-ассистированного осаждения покрытий с применением достаточно простой схемы ускорения ионов [3–6].

Применение интенсивных лазерных импульсов обеспечивает конгруэнтное испарение и высокую степень ионизации материала облучаемой мишени. Эти свойства лазерного излучения были использованы в [6] при создании ионно-лучевой установки (имплантера) с лазерно-плазменным источником ионов. Для получения ионного пучка большого диаметра в этом источнике применялась схема с фиксированием плазменной границы с помощью мелкоструктурной металлической сетки. Наряду с отмеченными в [6] преимуществами данная конструкция ионного источника имеет ряд недостатков, которые удается обойти при использовании иной схемы формирования ионного пучка. При разлете плазмы от мишени к обрабатываемой подложке к последней прикладывается высоковольтный импульс отрицательной полярности, который вызывает ускорение ионов и

внедрение их в подложку. Выбор мишени (или набора из нескольких различных мишеней) однозначно определяет состав ионного пучка. В качестве основных параметров, регулируемых при лазерной ионно-имплантационной обработке, следует выделить следующие: интенсивность лазерного воздействия на мишень, время включения высоковольтного импульса и его параметры, геометрические особенности взаимного расположения мишени и подложки. При варьировании этих параметров могут существенно изменяться плотность и энергетические характеристики лазерной плазмы, конфигурация и напряженность электрического поля между мишенью и подложкой, энергетические и дозовые характеристики ионного пучка.

Схема формирования ионного пучка с нестабилизированной плазменной границей [3,5] отличается технической простотой, возможностью реализации ионно-ассистированного осаждения покрытий, а также отсутствием эффекта „линейного“ пучка. Как и в случае импульсной имплантации ионов из газоразрядной плазмы [7], приложение отрицательного высоковольтного импульса к детали, окруженной плазмой, открывает возможность ионно-имплантационной обработки поверхностей сложной формы.

Инновационный потенциал новой методики во многом определяется возможностью реализации компьютерной модели, которая существенно упрощает оптимизацию технологического процесса. Для разработки такой модели требуются достаточно глубокие физические исследования разлета импульсной лазерной плазмы в интенсивном электрическом поле. К настоящему времени физическая картина этого процесса остается малоизученной.

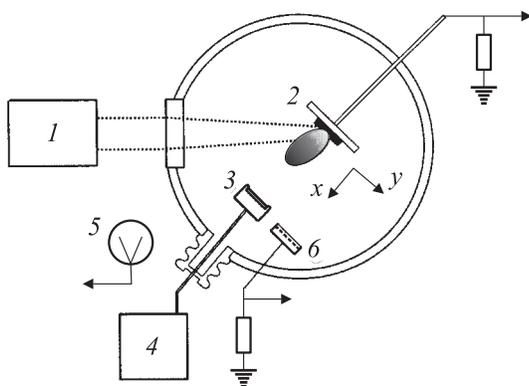
Цель работы заключалась в экспериментальном и теоретическом исследовании динамики импульсной ла-

зерной плазмы и имплантации ионов под воздействием интенсивного внешнего электрического поля. Предполагалось выяснить физическую картину процессов, определяющих формирование ионного пучка из плазменного облака при различных режимах включения ускоряющего электрического импульса произвольной формы.

## 1. Методика ионной имплантации из импульсного лазерного факела

На рис. 1 представлена принципиальная схема экспериментальной установки для импульсной имплантации ионов из лазерно-иницированного факела. Сфокусированное излучение лазера (длина волны  $1.06 \mu\text{m}$ , длительность импульса  $10 \text{ ns}$ ) направлялось под углом  $45^\circ$  на мишень, изготовленную из железа (99.99%). Мишень устанавливалась в стальной вакуумной камере, которая откачивалась турбомолекулярным насосом до давления  $10^{-4} \text{ Pa}$ . На расстоянии  $8 \text{ cm}$  от мишени устанавливалась кремниевая подложка, которая подключалась к генератору высоковольтных импульсов отрицательной полярности. Частота следования лазерных и высоковольтных импульсов составляла  $10 \text{ Hz}$ . Высоковольтные импульсы имели форму треугольника с фронтом нарастания  $1 \mu\text{s}$  и временем спада более  $10 \mu\text{s}$ . Амплитуда прикладываемого напряжения достигала  $40 \text{ kV}$ .

Мишень устанавливалась на вакуумном вводе, соединенном с компьютером для регистрации импульсов тока в лазерной плазме при включении высоковольтных импульсов. Высоковольтные импульсы регистрировались с помощью антенны, соединенной с компьютером. Для исследования лазерной плазмы при свободном разлете в вакууме предварительно проводилось измерение характеристик ионной компоненты с помощью сеточного детектора [4]. Это детектор устанавливался на расстоянии  $8 \text{ cm}$  от лазерной мишени в том месте, где впоследствии устанавливалась обрабатываемая подложка.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки для ионной имплантации из импульсного лазерного факела: 1 — лазер, 2 — лазерная мишень, 3 — подложка для ионной имплантации, 4 — генератор высоковольтных импульсов отрицательной полярности, 5 — антенна, 6 — детектор ионов.

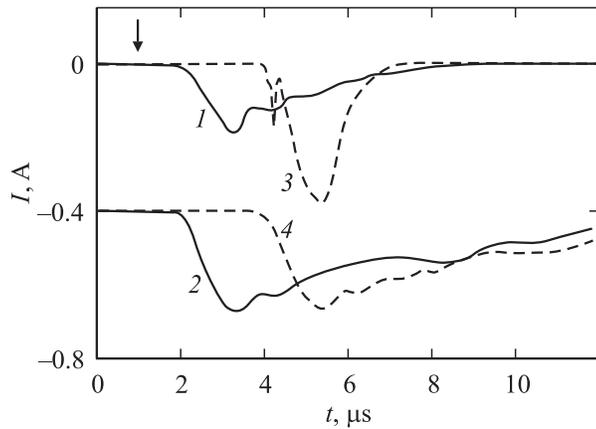
После имплантации ионов кремниевые пластины подвергались химической обработке для удаления осажденной Fe пленки, а затем исследовались методом обратного резерфордского рассеяния (ОРР) ионов гелия. Энергия ионов в анализирующем пучке составляла  $1.5 \text{ MeV}$ , угол рассеяния —  $105^\circ$ . Отметим, что выбранные для исследования объекты представляют определенный интерес с точки зрения формирования электронных структур на основе силицидов железа [8], а также позволяют применить высокоинформативный метод ОРР для измерения глубинного профиля имплантированных ионов. Для построения экспериментального профиля распределения ионов железа по глубине в кремнии проводилась обработка спектров ОРР с помощью программы RUMP. Следует отметить, что доза имплантированных ионов не превышала  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , поэтому влияние эффектов ионного распыления на формирование глубинного профиля было незначительным.

## 2. Экспериментальные исследования лазерной плазмы и ионно-имплантированных слоев

Эксперименты с лазерной плазмой во внешнем электрическом поле показали, что достаточно стабильные режимы ионно-имплантационной обработки были реализованы в случае применения умеренных по интенсивности лазерных импульсов с энергией  $\sim 20 \text{ mJ}$ . Удавалось избежать высоковольтных электрических пробоев, и отсутствовало заметное влияние плазменной нагрузки на выходные параметры высоковольтного источника. Все эксперименты проводились при фиксированной плотности мощности лазерного излучения на мишени, которая составляла примерно  $7 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ .

Исследования лазерной плазмы сеточным детектором при свободном разлете в вакууме показали, что максимальная энергия ионов не превышала  $400 \text{ eV}$ . Максимум энергетического распределения приходился на  $150\text{--}200 \text{ eV}$ . Согласно данным измерениям, фронт ионной компоненты за  $1 \mu\text{s}$  удалялся примерно на  $2 \text{ cm}$  от мишени. Максимальная плотность ионов в слое толщиной  $2 \text{ cm}$  составляла примерно  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Измерения угловой диаграммы разлета ионов показали, что при выбранных режимах реализуется относительно узконаправленный выброс плазмы. Интенсивность ионного сигнала заметно спадала при отклонении детектора на угол  $30^\circ$  от оси разлета плазмы, перпендикулярной поверхности мишени. Поэтому при проведении расчетов и построении модели предполагалось, что через  $1 \mu\text{s}$  после лазерного облучения характеристики всех величин практически не изменяются в направлении, перпендикулярном к оси разлета плазмы.

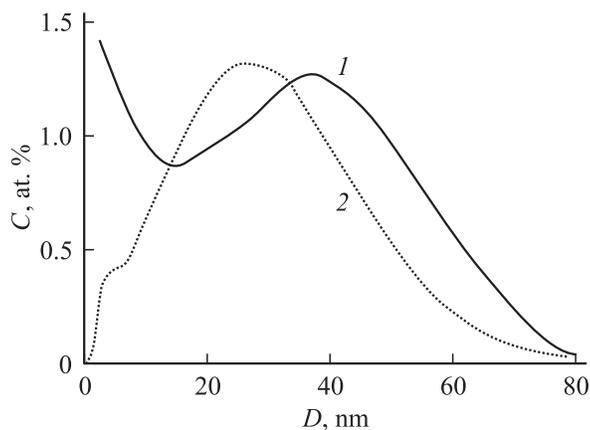
Параметры электрических импульсов, измеренных на лазерно-облучаемой мишени, существенно зависели от времени включения высоковольтных импульсов. В том случае, когда ускоряющий импульс включался через  $1 \mu\text{s}$  после лазерного (рис. 2), сигнал на мишени возрастал



**Рис. 2.** Осциллограммы импульсов тока, измеренных на лазерной мишени (1, 3) при различных условиях включения высоковольтных импульсов. Одновременно проводилось антенное детектирование высоковольтных импульсов, подключаемых к подложке через 1 (2) и 3  $\mu\text{s}$  (4) после лазерного импульса. Момент лазерного воздействия на мишень отмечен стрелкой.

за 1  $\mu\text{s}$  и медленно спадал в течение 6–7  $\mu\text{s}$ . За это время ускоряющее напряжение снижалось с 40 до 20 kV. Увеличение времени задержки приводило к уменьшению длительности сигнала на мишени. Так, при задержке в 3  $\mu\text{s}$  длительность импульса сокращалась до 2.5  $\mu\text{s}$ , а амплитуда сигнала возрастала практически в два раза. В этом случае ускоряющее напряжение уменьшалось лишь на 10 kV. Очевидно, что в этом случае следовало ожидать формирование наиболее „узкого“ энергетического спектра имплантированных ионов. Дальнейшее увеличение задержки приводило к плавному снижению амплитуды сигнала с мишени. Изменения длительности сигнала были менее выражены.

ОРР измерения глубинного распределения ионов железа в кремнии показали, что наиболее „узкий“ про-



**Рис. 3.** Глубинное распределение ионов железа, имплантированных в кремний из импульсной лазерной плазмы под воздействием высоковольтного импульса (задержка 3  $\mu\text{s}$ ): 1 — экспериментально измеренный профиль, 2 — рассчитанный по энергетическому спектру ионов из математической модели.

филь (минимальное значение разброса пробегов) было реализовано при задержке 3  $\mu\text{s}$ . Глубинное распределение внедренных ионов имело характерную колоколообразную форму с максимумом на глубине примерно 40 nm (рис. 3, кривая 1). При других временах задержки наблюдались уширение профиля и снижение общей дозы имплантированных ионов. Глубина внедрения ионов достаточно хорошо совпадала с расчетными величинами для пробегов ионов железа с энергиями  $\sim 40$  keV в аморфном кремнии. Относительно большое количество имплантированных ионов обнаружено в приповерхностной области подложки. Этот эффект может быть обусловлен уширением энергетического спектра ионов железа в область низких энергий. Возможно также ионно-стимулированное перемешивание осажденных из эрозийного факела атомов железа с кремнием. Причина такого уширения и его влияние на форму глубинного профиля ионов будут рассмотрены ниже.

### 3. Математическое моделирование динамики лазерной плазмы и ионных потоков

Для описания разлета в вакуум лазерной плазмы во внешнем электрическом поле в данной работе применялся метод „частиц в ячейках“ (Particle-in-Cell, или PIC) [9]. Метод PIC зарекомендовал себя как эффективное средство решения задач физики плазмы и успешно использовался для моделирования широкого круга плазменных технологических процессов, в частности для описания ионной имплантации из газоразрядной плазмы [10].

Описание физических процессов в плазме методом PIC сводится к совместному решению уравнений движения 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.

Узконаправленный характер распространения плазменного факела по окончании лазерного импульса и особенно после включения высоковольтного напряжения позволяет с некоторым приближением пренебречь радиальным расширением плазмы и рассматривать задачу в одномерной постановке.

Время образования лазерного факела (близкое к длительности лазерного импульса  $\tau \sim 10$  ns) много меньше времени его разлета. По этой причине, начиная с некоторого момента времени  $t_0 \gg \tau$ , распространение факела от мишени до подложки можно рассматривать независимо от процесса его формирования. Для задания начального распределения плотности плазмы и скорости ее движения использовались результаты представленных выше экспериментальных измерений: за время, равное 1  $\mu\text{s}$ , после лазерного облучения плазма распространялась на расстояние  $\sim 2$  cm от мишени, а ее плотность

принимала колоколообразное распределение в этом промежутке.

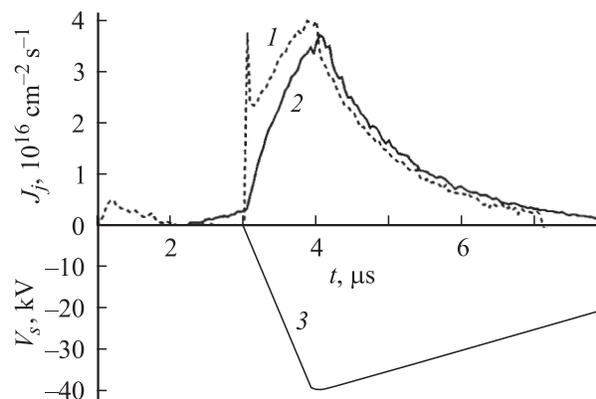
Распределения частиц плазмы по скоростям в момент времени  $t = t_0 = 1 \mu\text{s}$  задавались максвелловскими функциями с параметрами  $N_j, T_j$  и  $u$ , соответствующими плотности, температуре и массовой скорости плазмы. Распределение плотностей ионов и электронов  $N_j(x, t, = t_0)$  аппроксимировалось параболой на отрезке от 0 до 2 см с нулевыми значениями на его концах и максимумом  $N_{jm} = 6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  при  $x = 1 \text{ cm}$ . Соответствующая среднемассовая скорость движения плазмы составляла  $u = 10^6 \text{ cm/s}$ . Для температуры выбраны характерные для лазерных экспериментов значения  $kT_j = 1 \text{ eV}$ .

В качестве граничных условий в уравнении Пуассона использовались известные значения потенциала на заземленной мишени  $\varphi(x = 0, t) = 0$  и на подложке  $\varphi(x = x_s, t) = V_s(t)$ , к которой с задержкой  $\tau_V$  относительно лазерного импульса прикладывались высоковольтные импульсы различной формы.

При численном решении кинетической задачи шаг по времени  $\Delta t$  и размер ячеек пространственной сетки  $\Delta x$  определяются двумя параметрами плазмы: радиусом дебаевского экранирования  $r_D = (\epsilon_0 k T_e / N_e e^2)^{1/2}$  и плазменной частотой  $\omega_e = (N_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ . В методе PIC для обеспечения устойчивости получаемых решений требуется выполнение ряда условий, в частности  $\Delta x < r_D$  и  $\Delta t < 2\pi / \omega_e$ . В рассматриваемой задаче моделировалось поведение  $10^5$  частиц плазмы обоих сортов (электронов и ионов), а шаги по времени и координате составляли  $4 \cdot 10^{-11} \text{ s}$  и  $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$  ( $4 \cdot 10^3$  ячеек) соответственно.

Ниже представлены результаты численного моделирования разлета в вакуум плазменного факела, состоящего из ионов железа  $\text{Fe}^+$  и электронов. Расчеты проводились для импульса треугольной формы: напряжение резко возрастало по абсолютной величине до 40 kV в течение  $1 \mu\text{s}$ , а затем спадало за  $8 \mu\text{s}$ . Скорости нарастания напряжения и его спада после прохождения максимума определялись с учетом формы реального импульса. Расстояние мишень–подложка принято равным 8 см.

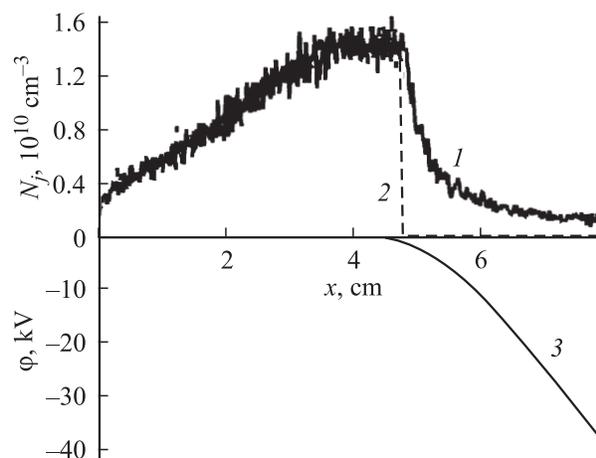
Моделирование свободного разлета лазерной плазмы показало, что ионная компонента подлетала к подложке примерно через  $3 \mu\text{s}$  после образования плазмы. Электрические сигналы на мишени и подложке, рассчитанные в рамках рассматриваемой модели для режима имплантации с задержкой включения высоковольтного импульса  $\tau_V = 3 \mu\text{s}$ , представлены на рис. 4. Важно отметить, что после подачи ускоряющего напряжения поток электронов на мишень практически совпадает с потоком ионов на подложку. Это обусловлено фундаментальным свойством плазмы поддерживать в занимаемом ею объеме квазинейтральность. При включении высоковольтного импульса ионы с переднего фронта плазмы вытягиваются ускоряющим полем на подложку. Электроны, наоборот, тормозятся полем и больше не могут на нее попадать. Поэтому, чтобы компенсировать выход ионов из плазмы (т.е. сохранить квазинейтральность), избыточные электроны уходят из тыловой части



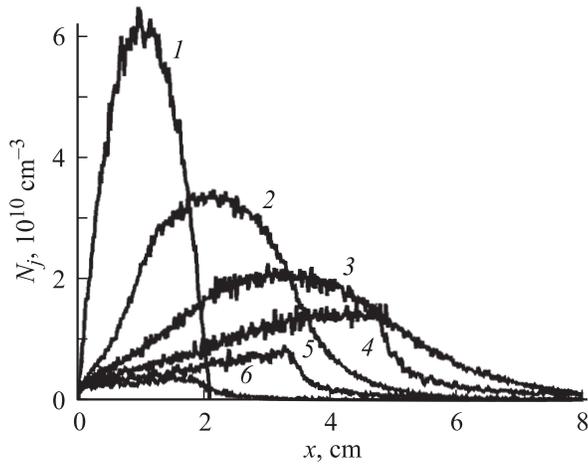
**Рис. 4.** Зависимости от времени плотностей потоков частиц  $J_j$  между мишенью и подложкой при разлете лазерной плазмы: 1 — поток электронов на мишень, 2 — поток ионов на подложку. Высоковольтный импульс  $V_s$  (3) включается через  $3 \mu\text{s}$  после лазерного.

плазмы на мишень. В результате электрические сигналы на подложке и мишени близки по форме в течение всего периода разлета лазерной плазмы во внешнем поле; естественно, что в эксперименте они регистрируются с разными знаками. Таким образом, результаты моделирования указывают на обоснованность применения методики мониторинга лазерной плазмы во внешнем поле по сигналам с мишени.

Характерная структура разлетающейся лазерной плазмы на стадии действия внешнего ускоряющего электрического поля представлена на рис. 5. Расчеты показывают, что на протяжении большей части процесса в основном объеме распространяющейся от мишени плазмы поддерживается квазинейтральность, где внешнее поле практически полностью экранируется. На рис. 5



**Рис. 5.** Пространственные распределения плотностей частиц (1 — ионов, 2 — электронов) и потенциала электрического поля  $\varphi$  (3) при разлете лазерной плазмы от мишени ( $x = 0$ ) к подложке ( $x = 8 \text{ cm}$ ) в момент времени  $t = 4 \mu\text{s}$ . Высоковольтный импульс подается через  $3 \mu\text{s}$  после лазерного.



**Рис. 6.** Динамика ионной плотности в лазерной плазме во внешнем электрическом поле, включаемом через  $3 \mu\text{s}$  после лазерного импульса. Цифры у кривых — время  $t$  в  $\mu\text{s}$ .

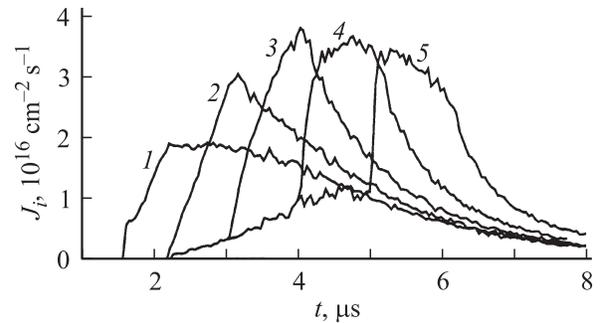
в слое толщиной примерно  $4.5 \text{ cm}$  концентрация ионов (кривая 1) и концентрация электронов (кривая 2) совпадают. На фронте плазмы происходит разделение зарядов, и между плазмой и подложкой формируется ионный слой. Поступление ионов на подложку осуществляется с фронта плазменного факела, где действует очень сильное электрическое поле.

На рис. 6 показана расчетная динамика ионной плотности при разлете лазерной плазмы во внешнем электрическом поле. Ионный ток нарастает на стадии сближения фронта лазерной плазмы с подложкой (рис. 4). За этот период времени ускоряющее напряжение, пройдя по абсолютной величине через максимум в  $40 \text{ kV}$ , начинает спадать. Затем начинается обратное движение фронта плазмы от подложки к мишени (увеличивается область пространственного заряда), при этом сама плазма в целом продолжает двигаться от мишени к подложке.

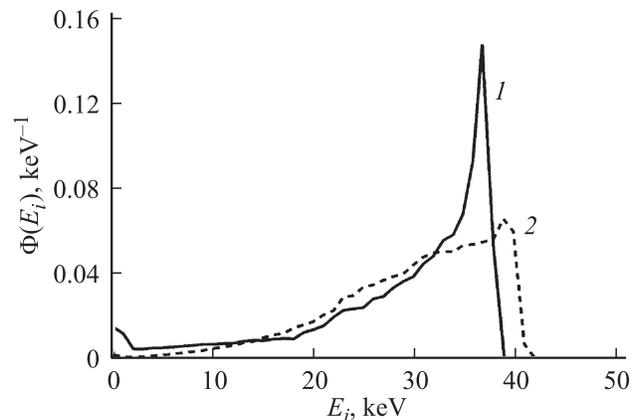
Расчеты показывают, что энергетический спектр и время воздействия пучка ионов на подложку могут в значительной степени изменяться в зависимости от времени подачи высоковольтного импульса при одном и том же ускоряющем напряжении. Рассчитанные потоки ионов на подложку для различных задержек включения высоковольтного импульса представлены на рис. 7. Следует отметить, что независимо от момента включения высоковольтного импульса процесс имплантации заканчивается за время  $\sim 7\text{--}8 \mu\text{s}$ . Увеличение задержки включения приводит к существенному сокращению длительности импульса высокоэнергетических ионов. При задержке порядка  $4\text{--}4 \mu\text{s}$  расчетная длительность ионного сигнала уменьшается до  $\sim 3 \mu\text{s}$ , а его амплитуда возрастает примерно в 2 раза по сравнению с задержкой в  $1 \mu\text{s}$ , что достаточно хорошо коррелирует с представленными выше результатами экспериментальных исследований. При больших временах задержки сигнал ускоренных ионов формируется после относительно слабого сигнала

от ионов, долетающих до подложки еще до включения высоковольтного импульса. Этот сигнал не регистрируется в эксперименте, так как на соответствующем временном интервале одновременно с ионами на подложку осаждаются электроны.

Разработанная модель позволяет прогнозировать энергетический спектр имплантированных ионов в зависимости от условий эксперимента. Распределения по энергиям имплантированных ионов для режимов обработки с различными временами задержки включения высоковольтного импульса представлены на рис. 8. Расчеты показывают, что при увеличении времени задержки от 1 до  $3 \mu\text{s}$  верхняя граница распределения снижается с 42 до  $38 \text{ keV}$ , а доля высокоэнергетических ионов при этом возрастает. Следует заметить, что при определенных условиях энергия ионов в пучке может превышать „номинальную“, т.е. задаваемую амплитудой высоковольтного импульса. Такие высокоэнергетические ионы могут возникать по следующим причинам: 1) за счет взаимодействия с „убегающими“ из плазмы электронами; 2) вследствие кратковременного скачка потенциала плазмы в момент включения поля, эффективно воздействующего на подвижную электронную компоненту; 3) дополнительного ускорения, получаемого частью



**Рис. 7.** Изменение формы ионного сигнала при увеличении времени задержки между высоковольтным и лазерным импульсами. Цифры у кривых — время задержки  $t_v$  в  $\mu\text{s}$ .



**Рис. 8.** Рассчитанные энергетические спектры ионов, внедряющихся в подложку из лазерной плазмы при включении высоковольтного импульса с задержкой 3 (1) и  $1 \mu\text{s}$  (2) после лазерного импульса.

ионов в положительном слое в результате действия взаимных кулоновских сил отталкивания.

Представленные выше спектры использовались для расчетов модельных глубинных профилей ионов железа в кремнии (рис. 3). При построении модельных профилей проводились расчеты глубинных профилей ионов с фиксированной энергией с шагом в 1 keV. Для этого использовалась программа SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter). Рассчитанные глубинные профили суммировались с учетом энергетического распределения ионов (рис. 8). Для сравнения экспериментального и расчетного профилей проводилась нормировка по максимумам представленных кривых. Видно, что измеренный и рассчитанный глубинные профили несколько отличаются в глубине. Повышенная концентрация ионов на глубине в экспериментальном профиле могла быть обусловлена двумя факторами. Во-первых, в лазерном факеле могли присутствовать двухзарядные ионы, которые ускорялись до энергии выше 40 keV. Во-вторых, ионы внедрялись перпендикулярно поверхности подложки и могли „попадать“ в каналы кристаллической решетки кремния. Известно, что при каналировании глубина внедрения ионов возрастает [1].

## Выводы

Экспериментально установлено, что токовые характеристики лазерной плазмы при разлете от мишени к подложке существенно зависят от времени включения высоковольтных ускоряющих импульсов. Амплитуда тока на мишени заметно возрастала при увеличении задержки от 1 до 3  $\mu$ s и медленно уменьшалась при дальнейшем увеличении задержки. Длительность сигнала при этом плавно уменьшалась от 8 до 2.5  $\mu$ s. При использовании высоковольтных импульсов треугольной формы (амплитуда 40 kV, длительность 10  $\mu$ s) изменения токовых характеристик сопровождались изменением глубинных распределений и дозы внедренных ионов.

Математическое моделирование показало, что при свободном разлете в вакууме ионная компонента плазмы приближается к подложке через  $\sim 2 \mu$ s после лазерного импульса. В случае подключения к подложке высоковольтного импульса отрицательной полярности на переднем фронте плазмы (между плазмой и подложкой) формируется ионный слой. Ионный пучок формируется в этой области положительного пространственного заряда. Толщина слоя, пространственное распределение ионов и потенциала поля в нем, а также токовые характеристики пучка ионов зависят от динамики разлета лазерной плазмы и времени включения внешнего поля. Расчетные характеристики ионных пучков достаточно хорошо совпадают с экспериментально измеренными.

В результате численного моделирования процесса установлено, что импульсы токов электронов на мишень и ионов на подложку близки по форме. Это указывает на обоснованность проведения мониторинга ионного облучения по сигналам с лазерной мишени.

Расчет энергетических распределений имплантируемых ионов с помощью разработанной модели показал, что верхняя граница распределения снижается с 42 до 38 keV при увеличении времени задержки от 1 до 3  $\mu$ s. При этом возрастает доля высокоэнергетических ионов. Сравнение экспериментального и расчетного глубинного распределений имплантированных ионов показало, что созданная модель позволяет вполне удовлетворительно прогнозировать энергетические характеристики ионных пучков. Это имеет большое значение для внедрения методики лазерно-плазменной ионной имплантации в различных технологических процессах.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (грант № 03-51-4206) и Совета по грантам Президента РФ для ведущих научных школ (№ НШ-97.2003.2).

## Список литературы

- [1] *Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы*. Сб. статей. М.: Мир, 1980. 330 с.
- [2] *Быковский Ю.А., Неволин В.Н., Фоминский В.Ю.* Ионная и лазерная имплантация металлических материалов. М.: Энергоатомиздат, 1991. 240 с.
- [3] *Fominski V.Yu., Nevolin V.N., Romanov R.I.* et al. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89. P. 1449–1457.
- [4] *Fominski V., Nevolin V., Romanov R.* et al. // Thin Solid Films. 2002. Vol. 422/1–2. P. 39–47.
- [5] *Qi B., Gilgenbach R.M., Jones M.C.* et al. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. P. 8876–8883.
- [6] *Альтудов Ю.К., Быковский Ю.А., Неволин В.Н.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 178–179.
- [7] *Conrad J.R., Radtke J.L., Dodd R.A.* et al. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. P. 4591–4601.
- [8] *Fetzer Cs., Dézsi I., Ventomme A.* et al. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. P. 3688–3693.
- [9] *Birdsall C.K., Langdon A.B.* Plasma Physics via Computer Simulation. Bristol: IoP Publishing, 1991. 400 p.
- [10] *Chu P.K., Qin S., Chan C.* et al. // Mater. Sci. Eng. 1996. Vol. R17. P. 207–280.