

В.68



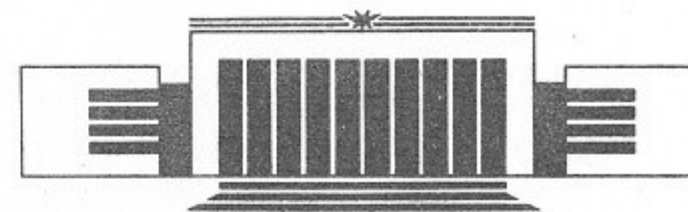
Государственный научный центр  
Российской Федерации  
Институт ядерной физики  
им. Г.И. Будкера

В.И. Волосов, А.Г. Стешов, И.Н. Чуркин

ИСТОЧНИК АТОМАРНЫХ ПОТОКОВ



ИЯФ 96-66



НОВОСИБИРСК

## ИСТОЧНИК АТОМАРНЫХ ПОТОКОВ

*В.И.Волосов, А.Г.Стешов, И.Н. Чуркин*

ГНЦ РФ "Институт Ядерной Физики  
им.Г.И.Будкера СО РАН", 630090, Новосибирск, Russia

### Аннотация

Рассматривается источник атомарных потоков на основе ловушки со скрещенными полями. Описаны основные принципы формирования потоков атомов с различными энергиями. Показана возможность использования атомарных потоков для поверхностной обработки материалов. Соотношение между потоками быстрых и медленных атомов определяет вид поверхностной обработки и зависит от режима работы источника. Отмечены особенности источника атомарных потоков. Обсуждаются перспективные режимы работы источника. Приведены экспериментальные данные по различным видам поверхностной обработки: имплантации и получению тонких пленок.

## SOURCE OF ATOMIC FLOWS

*V.I.Volosov, A.G.Steshov, I.N.Churkin*

The Budker Institute of Nuclear Physics  
630090, Novosibirsk

### Abstract

Source of atomic flows on basis axisymmetric trap with crossed fields is considered. The main formation principles of atomic flows at different energies. The possibility of use of atomic flows for surface treatment is shown. The relationship between of fast atoms and slow atoms flows defines surface treatment mode and dependent on a operating mode of source. Features of the atomic flows source are noted. Perspective operating modes of source are discussed. The experimental data of various surface treatment modes (implantation and film deposition) are resulted.

@ ГНЦ РФ "Институт Ядерной Физики им.Г.И.Будкера СО РАН"

### 1. Введение

Во многих технологических процессах требуется проведение поверхностной обработки материалов потоками ионов или атомов. Рассматривается источник атомарных потоков, который может использоваться в качестве универсальной установки для комплексной поверхностной обработки различных материалов.

Два основных вида обработки: получение тонких пленок на поверхности и имплантация в поверхность материала определяются режимами работы источника.



## 2. Источник атомарных потоков.

Источник атомарных потоков представляет собой ловушку со скрещенными полями. Конструкция источника показана на рис. 1.

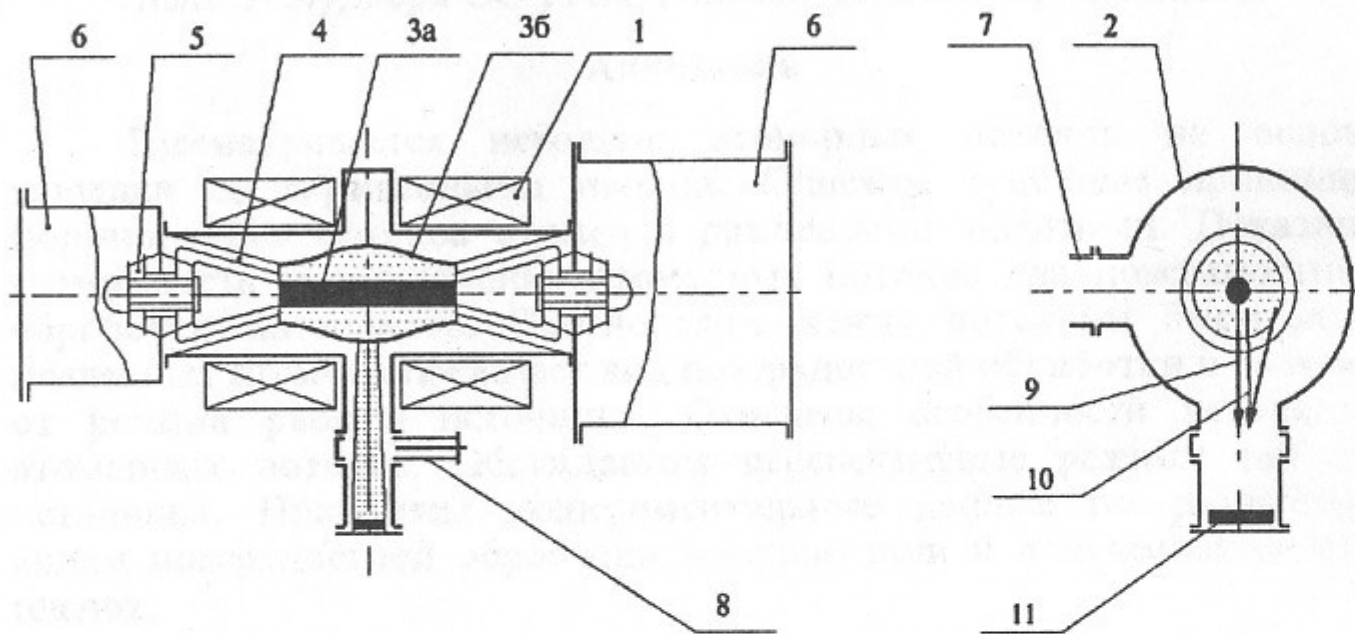


Рис. 1 Источник атомарных потоков (1 - катушки электромагнита, 2 - вакуумная камера, 3а - катод, 3б - анод, 4 - торцевые электроды, 5 - проходной изолятор, 6 - система ВВ питания, 7 - выпускной патрубков, 8 - вакуумный лайнер, 9 - поток медленных тяжелых атомов, 10 - поток быстрых тяжелых атомов, 11 - обрабатываемый образец).

Аксимальное магнитное поле пробочной конфигурации создается соленоидальными катушками. Радиальное электрическое поле вводится в плазму с помощью электродных узлов специальной конструкции.

В источнике горит плазменный разряд с тяжелыми ионами. Впервые такой разряд наблюдался на установке ПСП-2 в 1984 году [1]. Основной компонентой плазмы являются тяжелые ионы,

образованные из материала катода в результате его распыления в разряде и последующей ионизации распыленных атомов в плазме.

Для инициирования этого разряда в источник подается некоторое количество газа, например водорода, в результате чего зажигается газовый разряд в скрещенных полях. Основные закономерности водородного разряда в подобной системе подробно рассматривались в работах [2,3,4].

При некоторых условиях (плотностью плазмы, напряжением на плазме и т.д.) газовый разряд переходит в металлический.

Ионы газовой фазы, падая на катод, распыляют его поверхность, выбивая тяжелые атомы материала катода. Двигаясь в радиальном направлении, распыленные тяжелые атомы ионизуются в плазменном объеме. В свою очередь тяжелые ионы падают на катод, интенсивно его распыляя и увеличивая разрядный ток. В процессе увеличения плотности плазмы снижается напряжение на

плазме и при некотором значении, равном: 
$$U_{pl} = \frac{qB^2}{8m} \cdot \frac{(R_a^2 - R_k^2)^2}{R_k^2}$$

[5],

где  $R_k, R_a$  - размеры катода и анода соответственно,

$B$  - аксиальное магнитное поле,

$m$  - масса иона,

$q$  - заряд иона.

тяжелые ионы замагничиваются в межэлектродном промежутке, их траектория в скрещенных полях представляет собой циклоидальные кривые. В дальнейшем напряжение снижается до уровня, при котором поддерживается баланс частиц в разряде. Разряд с

тяжелыми ионами горит в “стабилитронном” режиме, то есть напряжение на плазме сохраняется постоянным при изменении разрядного тока в широком диапазоне. Характерные осциллограммы плазменного разряда с тяжелыми ионами при импульсной системе питания источника представлены на рис.2.

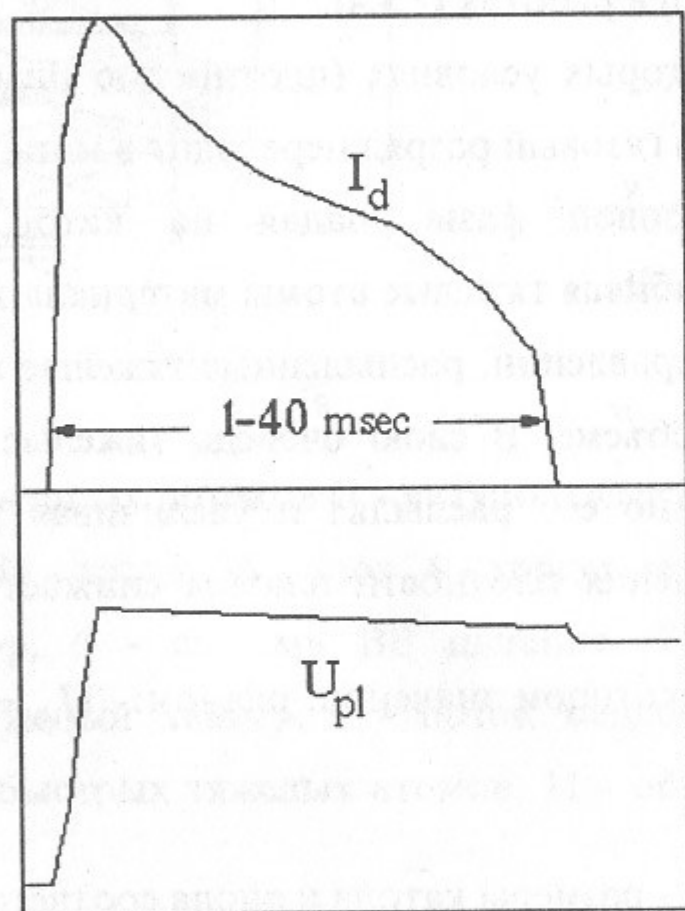


Рис.2 Характерные осциллограммы разрядного тока и напряжения.

Типичные значения напряжения на плазме лежат в диапазоне 1-50 кВ в зависимости от величины магнитного поля ( $B \sim 0.1-0.7$  Т) и разрядного тока (до 500 А и более) [6]. Длительность разряда в зависимости от режима высоковольтного питания разряда варьируется в диапазоне 1-40 мсек.

Граница существования разряда с тяжелыми ионами определяется условиями поддержания баланса частиц в разряде [1,4,6]. Напряжение на плазме определяется энергией тяжелых ионов, распыляющих катод при условии, что коэффициент распыления  $S \geq 1$ , и минимальное значение порядка  $U_0 \sim 1$ кВ, а минимальный разрядный ток определяется плотностью плазмы, ионизирующей распыленные атомы с вероятностью, достаточной для поддержания разряда  $p_i \langle S \rangle = 1$ , где  $p_i$ -вероятность ионизации тяжелых атомов в плазме,  $\langle S \rangle$  - усредненный коэффициент распыления по всем падающим на катод тяжелым ионам.

На рис.3 показан качественная картина разряда с тяжелыми ионами и формирование атомарных потоков в центральной плоскости источника. Границы областей I и II определяются условием замагниченности тяжелых ионов, т.е. “непопаданием” на катод. Тяжелые ионы, рожденные в области I, падают обратно на катод, интенсивно его распыляя (эффект самораспыления). Ионы, рожденные в области II, замагничиваются и, двигаясь по циклоидальной траектории, могут ускоряться до энергий

$$W = q \cdot \int_{R_0}^{R_c} E(r) \cdot dr, \text{ где } R_0, R_c - \text{ место рождения (ионизации) иона и}$$

вершина циклоиды соответственно.



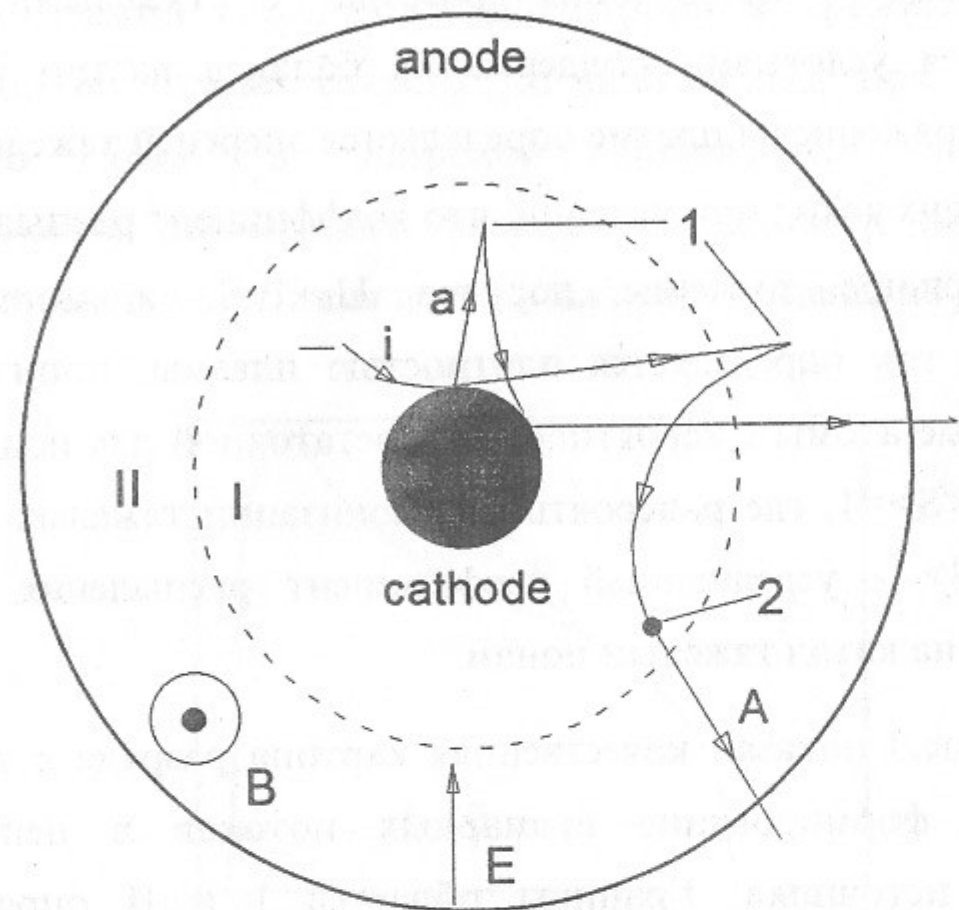


Рис.3. Образование атомарных потоков в источнике (E - радиальное электрическое поле, B - аксиальное магнитное поле, A - быстрый тяжелый атом, a - медленный тяжелый атом, i - тяжелый ион, 1- точки ионизации распыленных атомов, 2 - точка перезарядки замагниченного тяжелого иона).

Замагниченные тяжелые ионы вращаются вокруг оси источника и, нейтрализуясь путем перезарядки, выходят из плазменного объема источника в виде быстрых тяжелых атомов вдоль хорд в направлении движения первоначального иона. Эти атомы представляют собой поток быстрых частиц, формируемый источником.

Энергетический спектр быстрых тяжелых атомов - достаточно широкий, что объясняется тем, что перезарядка происходит в

различных точках траектории иона, то есть при различных значениях энергии. В некоторых случаях максимальные энергии могут достигать значений, соответствующих напряжению на плазме (до 20-30 кэВ и выше).

Другой атомарный поток формируется из медленных тяжелых атомов, распыленных с поверхности катода и неионизованных в плазменном объеме источника. Медленные атомы выходят из источника в радиальном направлении с энергией распыления (до 10-100 эВ в зависимости от материала).

В итоге источник создает два атомарных потока: быстрых тяжелых и медленных тяжелых атомов, источники которых разделены в пространстве (катод и плазменный объем).

## 2. Атомарные потоки

Отметим особенности атомарных потоков, формируемых в источнике.

1) Интенсивность атомарных потоков не ограничена объемным зарядом, как это характерно для ионных потоков.

Быстрые атомы образуются при ионизации распыленных атомов, последующего ускорения ионов в плазменном объеме и перезарядке ускоренных ионов на нейтральной компоненте плазмы. Транспортировка потоков частиц производится в атомарном виде.

2) Веерообразные атомарные потоки обладают высокой азимутальной однородностью на  $2\pi$ .

Скорость вращения плазмы, а следовательно и быстрых ионов, превышает скорость ухода перезарядившихся ионов их

источника. Следовательно существует азимутальная однородность плазмы и атомарных потоков.

3) Ширина атомарных потоков определяется размерами плазмы, в продольном направлении, что связано с параметрами плазмы и пробочным отношением магнитного поля.

Типичная зависимость равномерности потоков атомов в продольном направлении приведена на рис.4 и подчеркивает сложную картину формирования атомарных потоков в источнике. В центральной плоскости плотность плазмы максимальна, и соответственно максимальна плотность потока быстрых атомов и, соответственно, распыление катода.

4) Следует отметить, что потоки быстрых и медленных атомов - взаимосвязаны и не могут меняться независимо друг от друга. Ниже подробнее рассмотрим эту взаимосвязь.

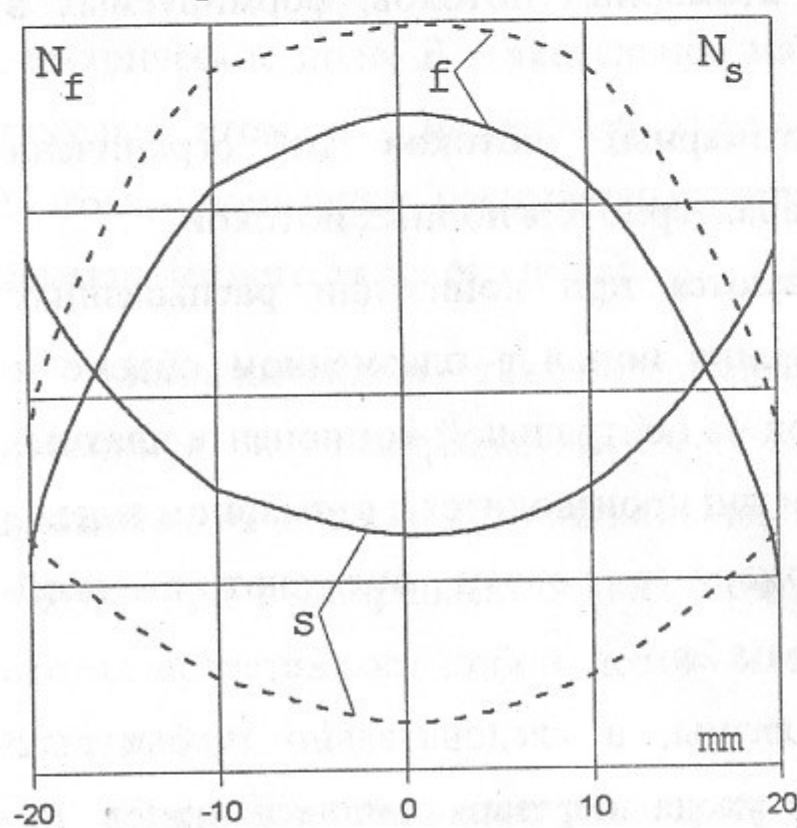


Рис.4 Равномерность атомарных потоков в продольном направлении для различных режимов источника (s- медленные тяжелые атомы, f- быстрые тяжелые атомы).

Принцип работы источника определяет его универсальность, т.е. возможность получения потоков атомов любых материалов, в том числе и тугоплавких, цена образования одного быстрого атома для большинства металлов  $\sim 0.5-1$  кэВ определяется энергией падающего на катод тяжелого иона, распыляющего не менее одного атома  $S=1$ .

### 3. Виды поверхностной обработки.

Изменяя соотношение между атомарными потоками, выходящими из источника, и энергию быстрых тяжелых атомов, можно регулировать процессы на поверхности обрабатываемого материала.

Материал катода является рабочим веществом плазменного разряда.

Медленные тяжелые атомы образуются при распылении поверхности катода, быстрые тяжелые атомы, в свою очередь, образуются из распыленных атомов при их ионизации в плазменном объеме, ускорении в скрещенных полях и перезарядке на нейтральной компоненте.

Подробнее рассмотрим стационарный процесс формирования атомарных потоков. Потери распыленных атомов по мере их движения от катода к аноду в плазменном объеме источника обусловлены процессами ионизации и перезарядки.

$$\frac{dN_s}{dr} = -N_0 \cdot n(r) \cdot \sigma_{\Sigma}$$

где  $N_0 = N_{s0}$  - плотность распыленных атомов вблизи катода,  $n(r)$  - плотность плазмы,



$\sigma_{\Sigma}$  - суммарное сечение процессов ионизации и перезарядки.

$$N_s = N_0 \cdot \exp\left(-\int_{R_k}^{R_a} n(r) \cdot \sigma_{\Sigma} \cdot dr\right) - \text{плотность потока медленных}$$

тяжелых атомов за пределами источника.

Ионизованные в плазме распыленные тяжелые атомы частично преобразуются в ионы, а после перезарядки в быстрые тяжелые атомы. Коэффициент преобразования  $K$  в общем случае зависит от массы иона, величины магнитного поля и т.д. ( $K < 1$ ).

$$N_f = K \cdot N_0 \cdot \left(1 - \exp\left(-\int_{R_k}^{R_a} n(r) \cdot \sigma_{\Sigma} \cdot dr\right)\right) - \text{поток быстрых}$$

тяжелых атомов, выходящих из источника.

Медленные атомы, выходящие из источника, с энергией распыления осаждаются на поверхности обрабатываемого материала, а быстрые тяжелые атомы распыляют поверхность осажденной пленки материала со средним коэффициентом распыления  $\langle S \rangle$  и внедряются вглубь решетки.

Коэффициент распыления зависит от энергии быстрых тяжелых атомов, а следовательно, и напряжения на плазме  $S = \psi(U_{pl})$ . Напряжение на плазме, в свою очередь, определяется вольт-амперными характеристиками (ВАХ) разряда [6].

Условие  $(N_f \langle S \rangle) \geq N_s$  на поверхности обрабатываемого материала определяет процесс имплантации. Осажденные на поверхности медленные атомы полностью распыляются быстрыми тяжелыми атомами, которые внедряются вглубь материала.

Равенство  $(N_f \langle S \rangle) = N_s$  - определяет режим "высокодозовой" имплантации, при котором распыленные с поверхности атомы компенсируются потоком медленных атомов [7].

Условие  $(N_f \langle S \rangle) < N_s$  определяет режим получения пленок. В этом случае быстрые тяжелые атомы воздействуют на поверхность одновременно с осаждением медленных тяжелых атомов. Такой метод ассистирования хорошо известен и широко применяется для получения пленок с повышенными адгезионными свойствами.

Для граничного случая  $(N_f \langle S \rangle) = N_s$  получаем:

$$K \cdot N_0 \cdot \langle S \rangle \cdot \left(1 - \exp\left(-\int_{R_k}^{R_a} n(r) \cdot \sigma_{\Sigma} \cdot dr\right)\right) = N_0 \cdot \exp\left(-\int_{R_k}^{R_a} n(r) \cdot \sigma_{\Sigma} \cdot dr\right)$$

Для качественного рассмотрения процессов будем считать, что плотность плазмы в источнике не изменяется по радиусу  $n(r) = \text{const}$ , а суммарное сечение процессов  $\sigma_{\Sigma}$  и коэффициент преобразования  $K$  не зависят от параметров плазмы в источнике  $\sigma_{\Sigma} = \text{const}$ ,  $K = \text{const}$ . Кроме того, предполагаем, что атомарный поток однороден по  $z$ .

Таким образом можно записать:

$$1) \quad n < \frac{1}{\sigma_{\Sigma} \cdot r} \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{K \cdot \langle S \rangle}\right) - \text{режим получения пленок.}$$

$$2) \quad n \geq \frac{1}{\sigma_{\Sigma} \cdot r} \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{K \cdot \langle S \rangle}\right) - \text{режим имплантации.}$$

$r$  - радиальный размер плазмы.

Для левой ветви кривой распыления материалов от энергии падающих быстрых тяжелых частиц (для большинства элементов)

можно приближенно считать  $S=a \cdot \lg(W)+b$ , где  $a, b$  - коэффициенты, зависящие от материалов [8].

Считая, что средняя энергия быстрых тяжелых атомов линейно пропорциональна напряжению на плазме получаем для граничного случая следующую оценку:

$$n \sim \frac{1}{\sigma_{\Sigma} \cdot r} \cdot \ln \left( 1 + \frac{1}{K \cdot \langle S \rangle} \right) = \frac{1}{\sigma_{\Sigma} \cdot r} \cdot \ln \left( 1 + \frac{1}{K \cdot (a \cdot \lg(c \cdot U_{pl}) + b)} \right)$$

Соотношения между атомарными потоками на поверхности образца в различных режимах работы источника показаны на рис.6.

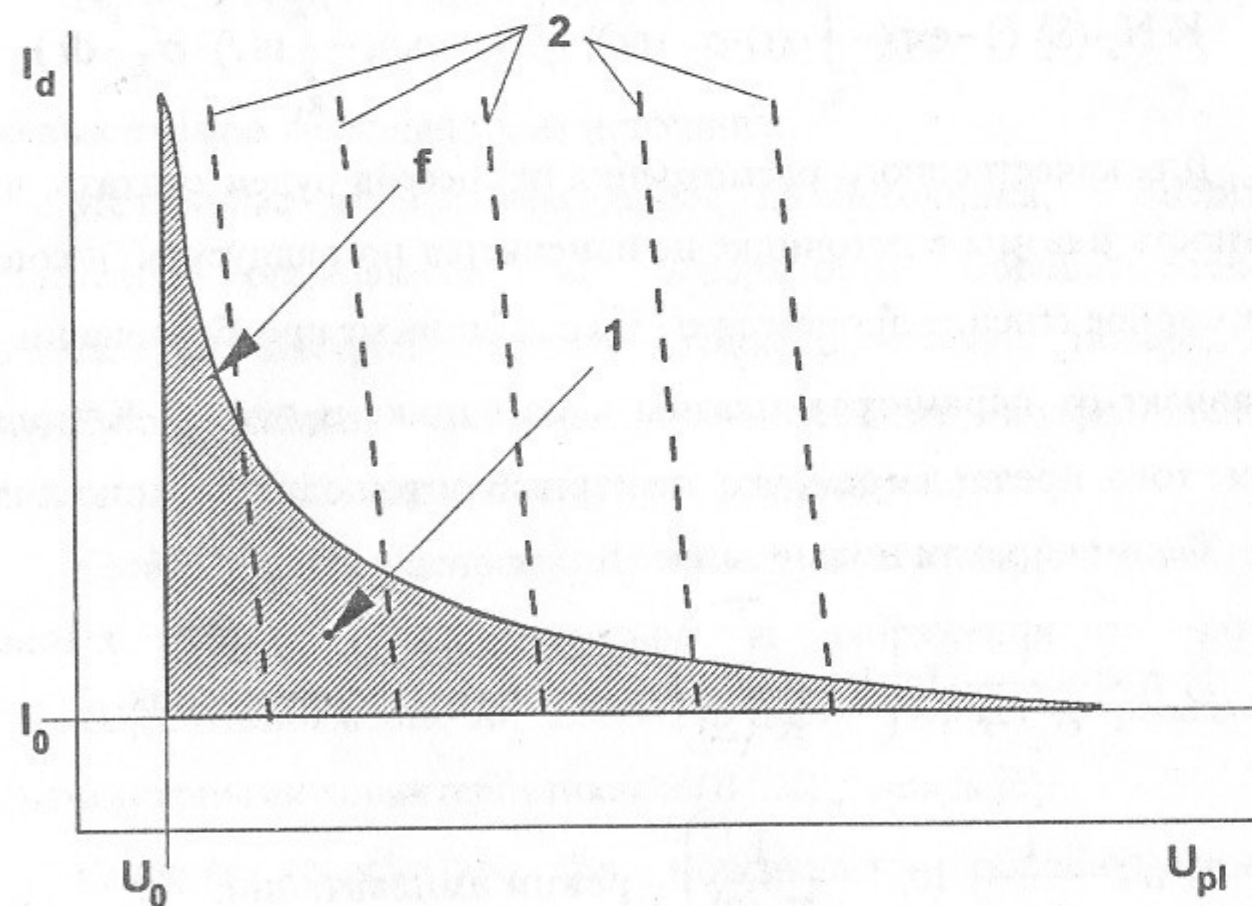


Рис.5 Зависимость вида поверхностной обработки от вольт-амперных характеристик источника (1- область получения пленки, 2- ВАХ источника в различных режимах работы, f- граничный случай).

$U_0, I_0$  - минимальные значения напряжения на плазме и разрядного тока, определяемые условиями горения разряда (для большинства материалов  $I_0 \sim 10$  А,  $U_0 \sim 1$  кв).

Режимы работы источника (линии 2 на рис.5) определяются вольт-амперными характеристиками разряда в источнике при различных магнитных полях.

Заштрихованная область (1) под кривой

$$f = \frac{1}{\sigma_{\Sigma} \cdot r} \cdot \ln \left( 1 + \frac{1}{K \cdot \langle S \rangle} \right) - \text{область получения пленок.}$$

Область над этой кривой и сама кривая - область имплантации, то есть здесь выполняется условие  $(N_{\Gamma} \langle S \rangle) \geq N_s$  (или

$$n \geq \frac{1}{s_{\Sigma} \cdot r} \cdot \ln \left( 1 + \frac{1}{K \cdot \langle S \rangle} \right)$$

Для различных материалов заштрихованная область (1) может значительно отличаться из-за различия коэффициентов ( $S, K$  и т.д.). Так высокий коэффициент самораспыления для некоторых материалов, типа меди, значительно уменьшает размер заштрихованной области (рис.5). Для легких элементов коэффициент преобразования  $K$  может быть большим ( $K \sim 1$ ) из-за малых размеров ларморовского радиуса иона в межэлектродном промежутке, что также уменьшает размер заштрихованной области (рис.5).

Атомарные потоки формируются одновременно в одном источнике, и регулировать процессы на поверхности обрабатываемого образца можно путем выбора режима работы



источника (разрядный ток и напряжение на плазме) и/или пространственной ориентации образца по отношению к направлениям атомарных потоков.

### 3.1 Имплантация атомарными потоками.

Источник позволяет осуществлять имплантацию как традиционным методом при энергиях 20-50 кэВ [9], так и в режиме низкоэнергетической имплантации [10].

Получение высоких энергий быстрых атомов (20-50 кэВ) возможно в источнике больших размеров ( $D \sim 1-2$  м) типа ПСП-2 [1]. Но это требует достаточно больших капитальных и эксплуатационных затрат на создание и поддержание сильного магнитного поля.

Низкоэнергетическая имплантация имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционной. Переход в область низких энергий быстрых тяжелых атомов (0.5-10 кэВ) позволяет значительно увеличить интенсивность потока при сохранении его мощности [11]. Для потоков ионов, особенно тяжелых, это невозможно из-за ограничений по объемному заряду ( $I \sim W^{3/2}/M^{1/2}$ ). Высокая интенсивность атомарного потока способствует усилению диффузии, в первую очередь радиационно-стимулированной, примесных атомов вглубь решетки подложки. Таким образом, возрастает глубина проникновения имплантируемых атомов, а, следовательно, доза имплантации [9,12]. В итоге можно получать достаточно толстые имплантированные слои с высокой концентрацией примеси.

Эксперименты по имплантации атомов углерода в образцы из титана и ниобия при средней энергии атомов  $W \sim 2.5$  кэВ и интенсивности атомарного потока  $j \sim 50$  mA/cm<sup>2</sup> показали возможность низкоэнергетической имплантации интенсивными атомарными потоками [11]. Толщины примесных слоев (Nb<sub>2</sub>C, TiC) в образцах составили 0.8 мкм и 3.5 мкм соответственно.

Для стационарного источника с мощностью потребления  $\sim 100-200$  кВт ( $I_d \sim 10-20$  А) в атомарном потоке может быть сосредоточено  $\sim 20-40$  кВт мощности при  $I_a \sim 5-10$  экв.А. Набор дозы  $10^{17}$  см<sup>-2</sup> на площади 1000 см<sup>2</sup> происходит за 1.5-3 сек.

### 3.2 Получение пленок.

Как отмечалось выше область получения пленки (рис.6) может значительно отличаться для разных материалов из-за различия коэффициентов (S, K и т.д.).

Скорость нанесения пленок определяется разностью между потоком медленных тяжелых атомов, осаждаемых на поверхности, и потоком распыляемых атомов быстрой компонентой.

$N = N_s - N_f \langle S \rangle$  - количество медленных тяжелых атомов, остающихся на поверхности в виде пленки.

$$N = N_0 \cdot \langle S \rangle \cdot (1 - \exp(-n \cdot \sigma_{\Sigma} \cdot l)) - K \cdot N_0 \cdot \langle S \rangle \cdot (1 - \exp(-n \cdot \sigma_{\Sigma} \cdot l))$$

Для цилиндрической поверхности площадью  $2\pi \cdot R \cdot L$  скорость нанесения пленки с помощью данного источника:

$$h = \frac{N}{2\pi \cdot R \cdot L} = \frac{N_0}{2\pi \cdot R \cdot L} (\exp(-n \cdot \sigma_{\Sigma} \cdot l) - K \cdot \langle S \rangle \cdot (1 - \exp(-n \cdot \sigma_{\Sigma} \cdot l)))$$

L - ширина атомарных потоков,



R - расстояние от катода

Как видно из рис.6 высокая скорость нанесения пленок получается при низких напряжениях на плазме. В этом случае энергия быстрых тяжелых атомов также невысокая, что уменьшает коэффициент распыления пленки, осаждаемой медленными тяжелыми атомами. Достаточно высокие интенсивности атомарных потоков, в том числе и быстрых тяжелых атомов, может приводить к усилению диффузии примесных атомов вглубь подложки, что увеличивает толщину переходного слоя. В этом случае растут и адгезионные свойства пленки.

Оценка скорости нанесения пленок для характерных параметров источника дает 1-2 мкм/час на площади 1000-10000 см<sup>2</sup>.

Проведены эксперименты по получению тонких пленок на различных материалах при низких напряжениях на плазме источника.

Энергии быстрых атомов не превышали 1-5 кэВ в зависимости от элементов.

Проведены первые эксперименты по получению пленок различных элементов (Cu, C, Ti и т.д.) на диэлектрических материалах (керамика, стекло, полиэтилен, тефлон). Кроме того получены пленки Ti, Nb, C, Cu на Cu, Mo, Ta, W, Nb и т.д.

Измерены некоторые параметры полученных пленок. Адгезия металлических пленок на диэлектрических материалах лежала в диапазоне 20-100 кг/см<sup>2</sup> в зависимости от режима работы источника.

#### 4. Вывод

Представленный источник атомарных потоков представляет собой установку для комплексной поверхностной обработки материалов и позволяет проводить как атомарную имплантацию, так и получать тонкие пленки.

Отметим особенности источника:

1) Универсальность, то есть возможность генерации различных атомарных потоков, в том числе и многокомпонентных при использовании композиционных катодов и введении различных газов в объем источника. Причем, можно получать различные сочетания атомарных потоков при выполнении условия замагниченности для части ионов.

2) Большая площадь обрабатываемой поверхности при высокой азимутальной однородности атомарных потоков. Это позволяет эффективно обрабатывать внутренние цилиндрические поверхности.

3) Высокая производительность. Атомарные потоки не имеют ограничений на интенсивность по объемному заряду, что характерно для потоков ионов, особенно тяжелых ионов при низкой энергии.

Скорость набора дозы  $10^{17}$  ат/см<sup>2</sup> в режиме имплантации на площади порядка 1000 см<sup>2</sup> может достигать 20000 см<sup>2</sup>/час.

Скорость нанесения пленок на площади 1000 см<sup>2</sup> может достигать 1-10 мкм/час.



4) Возможность обработки диэлектрических материалов без применения специальных мер по нейтрализации поверхностного заряда, возникающего при ионной обработке.

5) Возможность получения тонких пленок с повышенными адгезионными свойствами, используя один источник, формирующий потоки быстрых и медленных атомов.

#### Литература

1. V.I.Volosov, G.F.Abrashitov, A.A.Bekhtenev, V.V.Kubarev, V.E.Pal'chikov, Yu.N.Yudin // Journal of Nuclear Materials 128,129 (1984), 445-451.

2. G.F.Abrashitov, A.V.Beloborodov, V.I.Volosov, V.V.Kubarev, Yu.S.Popov, Yu.N.Yudin // Nuclear Fusion, v. 31, №7 (1991).

3. В.И.Волосов // Физика плазмы, т.19 (1), 122 (1993).

4. В.В.Кубарев // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 1990.

5. К.Шимони // Атомные и ионные столкновения на поверхности металла, М., "Мир", 1967.

6. Волосов В.И., Чуркин И.Н. // Вольт-амперные характеристики разряда с тяжелыми ионами в ловушке со скрещенными полями. Препринт ИЯФ 94-75.

7. A.I.Rjabchikov, S.V.Dektjarev, I.b.Stepanov // Rev.Sci.Instrum., 65 (10), October 1994.

8. Н.В.Плешивцев // Физические основы катодного распыления // М., 1979.

9. А.Н.Диденко, А.Е.Лугачев, И.Б.Курагин // Воздействие пучков заряженных частиц на поверхности металлов и сплавов, М., Энергоатомиздат, 1987.

10. М.И.Гусева // Поверхность. №4,1982, с.32

11. В.И.Волосов, И.Н.Чуркин // Тезисы докладов IV Всероссийской конференции "Модификация свойств конструкционных материалов пучками заряженных частиц". -Томск. 1996.-с.14-16.

12. М.И.Гусева // Итоги науки и техники, сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии., т.5, 1989, ВИНТИ, с.13.

*В.И. Волосов, А.Г. Стешов, И.Н. Чуркин*

#### **Источник атомарных потоков**

*V.I. Volosov, A.G. Steshov, I.N. Churkin*

#### **Source of atomic flows**

ИЯФ 96-66

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 2.10. 1996 г.

Сдано в набор 8.10.1996 г.

Подписано в печать 8.10.1996 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.4 печ.л., 1.1 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ № 66

Обработано на IBM PC и отпечатано на роталпринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН", Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.