

УДК 537.534.2

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИОНОВ В РАЗРЯДАХ С НАПРЯЖЕНИЕМ НИЖЕ ИОНИЗАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА

Д.А. КОТОВ

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
П.Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь*

*Поступила в редакцию 19 июня 2005*

Предложен механизм ступенчатой ионизации в разряде со скрещенными электрическим и магнитным полями при напряжении ниже ионизационного потенциала рабочего газа для формирования потоков ионов с энергиями ниже 40 эВ. Представлены выражения, описывающие зависимости токов разряда и формируемого ионного пучка от параметров магнитного поля и электронной эмиссии.

*Ключевые слова:* источник ионов, низковольтный разряд, ступенчатая ионизация.

### Введение

Различные типы источников ионов с  $E \times H$  разрядом широко используются для технологических целей [1–2]. В процессах ионной обработки поверхности и синтеза тонкопленочных слоев существует ограничение по энергии интенсивных ионных потоков ниже 40 эВ, связанное с физическими возможностями существующих разрядных систем [3]. В то же время такие ионные потоки позволяют проводить обработку с минимальными повреждениями поверхности и формируемых слоев, обеспечивая управление их стехиометрическими, структурными и фазовыми параметрами, а следовательно, и свойствами [1]. В связи с этим интерес представляют разрядные системы типа торцевого холловского источника (ТХИ). Проведенные ранее исследования [3] показали, что надежная работа ТХИ обусловлена выбором оптимальных значений ряда физических и конструктивных параметров и в значительной мере определяет работоспособность источника в определенных режимах. Поэтому есть необходимость в создании методик расчета параметров подобных устройств, позволяющих на начальных этапах проектирования определять их конструктивные параметры и технические характеристики.

### Физические аспекты и закономерности низковольтного разряда

Особый интерес представляют токовые характеристики ионно-плазменных потоков, которые определяют такие параметры технологического процесса, как вносимый импульс, заряд, соотношение ион/атом, приемлемые скорости обработки.

Ток разряда  $I_p$  определяется исходя из тока электронной эмиссии  $I_{эм}$  и параметров процесса ионизации. Так как разряд в ТХИ является несамостоятельным и требует постоянной внешней инжекции электронов, то очевидно, что исходные характеристики электронов определяются параметрами их выхода из катода. В нашем случае используется вольфрамовый накальный катод, и плотность тока вышедших в вакуум термоэлектронов определяется из уравнения Ричардсона–Дэшмена и (с учетом потенциала пучка ионов) из уравнения Шоттки [4].

Для случая, когда все термоэлектроны попадают в разрядную область, можно определить минимальные величины пробойного потенциала и напряжения разряда, которые, исходя из физических ограничений, можно достичь в схеме ТХИ. Первый будет определяться наименьшим потенциалом ионизации электронным ударом атомов рабочего газа и для аргона составит 15,68 эВ. Минимальное разрядное напряжение можно определить по максимальным значениям эффективного транспортного сечения рассеяния электронов для атомов рабочего вещества, что для аргона соответствует ~12–13 эВ, и по величине энергии электронов, при столкновении с которыми атом аргона перейдет в метастабильное состояние ~11,5 эВ [5].

Предполагая определяющее значение конвекционного тока через сечение разрядной области, вследствие уменьшения в магнитном поле скорости поперечного дрейфа и токов смещения отрицательно заряженных частиц можно рассчитать плотность электронного тока в ускорительном канале источника. Плотность электронного тока определяется как

$$J_e = en_e V_D = en_e \mu_e E = \sigma_e E, \quad (1)$$

где  $\sigma_e$  — проводимость электронного потока в плазме;  $e$  — заряд электрона;  $n_e$  — концентрация электронов;  $\mu_e$  — подвижность электронов, которая определяется с учетом основного процесса торможения электронов их столкновениями с нейтральными атомами из следующего выражения:

$$\mu_e = \frac{e}{mV_m} = \frac{1,76 \cdot 10^{-15}}{V_m} = \frac{1,76 \cdot 10^{-15}}{Nv_e \sigma_{tr}}, \quad (2)$$

где  $m$  — масса электрона,  $V_m$  — частота столкновений электронов с нейтралами за одну секунду;  $N$  — концентрация нейтральных атомов;  $v_e$  — средняя скорость электронов в потоке;  $\sigma_{tr}$  — транспортное сечение атомов рабочего газа от энергии электронов, которое определяется также природой газа и является величиной справочной. Концентрация нейтральных атомов определяется из параметров давления и температуры по основному закону газового состояния, полученному из уравнения Менделеева–Клапейрона.

Основное рассеяние электронов происходит на нейтральных и возбужденных атомах, причем первый механизм будет превалировать в случае анодного потенциала в несколько десятков вольт и выше, а второй должен позволить формировать разряд при напряжениях не ниже  $\approx 12$  В. Отличительной особенностью процесса ионизации медленными электронами с энергией ниже потенциала ионизации из основного состояния является ступенчатая ионизация, т.е. сначала происходит возбуждение атома в результате одного или нескольких актов столкновения, а потом его ионизация. Рассмотрим возможность действия этого механизма применительно к нашей разрядной системе для случая использования в качестве рабочего вещества аргона при энергии электронов меньше ионизационного потенциала, но больше потенциала возбуждения нейтрального атома. Средний промежуток времени между двумя столкновениями  $\Delta\tau_e$ , при которых происходит обмен импульсами, определяется из выражения

$$\Delta\tau_e = V_m / \Delta t. \quad (3)$$

Учитывая концентрацию нейтральных атомов и транспортное сечение в зависимости от энергии электронов, расчет показывает, что время между актами столкновений на два – три порядка меньше времени пребывания атома в возбужденном метастабильном состоянии  $\tau_e \ll \tau_i$  ( $\tau_m > 1,3$  с) [5]. Следовательно, можно сделать вывод о превалирующем механизме ионизации в результате соударений как минимум двух электронов с атомом через промежуточную стадию метастабильного состояния последнего, что необходимо учитывать в расчете ионного тока при низких напряжениях разряда.

Ионный ток определяется исходя из количества актов полной ионизации в единицу времени, т.е. частотой ионизации ( $\nu_i$ ):

$$v_i = \int n(\varepsilon) d\varepsilon \nu \sigma_i(\varepsilon) N_a / \int n(\varepsilon) d\varepsilon = N_a \langle \nu \sigma_i \rangle \equiv N_a k_i, \quad (4)$$

где  $k_i$  — константа скорости реакции ионизации, смысл которой следует из равенства  $(dn_e/dt)_i = k_i n_e N_a$ ;  $N_a$  — концентрация нейтральных атомов;  $\sigma_i$  — сечение ионизации;  $n_e$  — концентрация электронов.

При максвелловском распределении энергетического спектра электронов в выражение (4) можно подставить линейный закон сечения  $\sigma_i(\varepsilon)$ , справедливый при энергии электронов, близкой порогу ионизации. В этом случае интегрирование дает

$$v_i = N_a \nu_e C_i (I + 2kT_e) e^{-I/kT_e} = N_a \nu_e \sigma_i \left( \frac{I}{kT_e} + 2 \right) e^{-I/kT_e}. \quad (5)$$

С учетом дополнительной ионизации возбужденных атомов можно записать

$$v_i = N_a \nu_e C_i (I + 2kT_e) e^{-I/kT_e} + N_a \nu_e \sigma_{ia} = N_a \nu_e \left( \sigma_i \left( \frac{I}{kT_e} + 2 \right) e^{-I/kT_e} + \sigma_{ia} \right), \quad (6)$$

где  $\sigma_{ia}$  — сечение ионизации атомов из метастабильного состояния.

Необходимо еще учесть долю каждого из механизмов ионизации в общем процессе. Это можно сделать посредством введения эмпирических коэффициентов, величины которых можно определить исходя из напряжения разряда. Плотность тока положительных частиц можно представить следующим выражением:

$$J_i = en_i \nu_i, \quad (7)$$

где  $n_i$  — концентрация ионов определяется частотой ионизации, а  $\nu_i$  — скорость ионов — потенциалом в месте его образования. Общий ток пучка можно рассчитать исходя из концентрации электронов и объема зоны интенсивной ионизации, который в предельном случае будет равен произведению рабочей площади анода и длины свободного пробега электрона. Ток разряда равен сумме тока термоэмиссии  $I_{эм}$  и тока электронов, образовавшихся в результате процессов ионизации  $I_{ei}$ :

$$I_p = I_{эм} + I_{ei}. \quad (8)$$

### Заключение

Представленная методика позволяет рассчитать параметр разряда с напряжением ниже ионизационного потенциала и пучка ионов с энергиями ниже 40 эВ в торцевых холловских источниках, исходя из характеристик электронов с термоэммитера, величины и вектора магнитной индукции в ускорительном канале. Сравнение с экспериментальными результатами при напряжении разряда 15 В показало расхождение менее 10%.

## MECHANISMS OF IONS GENERATION IN DISCHARGE WITH VOLTAGE ARE LOWER THAN AN IONIZATION POTENTIAL

D.A. KOTOV

### Abstract

The mechanism of step ionization in discharge with crossed electrical and magnetic fields and voltage lower than an ionization potential is offered, for creation of ion beams with energies below

40 eV. The expressions that describe dependences of discharge currents and ion beam from parameters of a magnetic field and electron emission are represented.

### **Литература**

1. *Машиев Ю.П.* // Инженерный журнал. 1999. № 6. С. 58–64.
2. *Котов Д.А., Достанко А.П.* // ИФЖ. 2003. Т. 76, №2. С. 196–200.
3. *Кауфман Х.Р.* // Аэрокосмическая техника. 1985. Т. 3, № 7. С. 172–178.
4. *Сушко А.Д.* // Вакуумная электроника. М., 2004. С. 47–53.
5. Физические величины: Справочник. М., 1991. С. 422–424.