

P13-2009-117

Ю. А. Ваганов, Д. Мончка<sup>1</sup>, Б. Словински<sup>1</sup>, Ю. В. Юшкевич,  
Я. Зубржицки<sup>2</sup>

**ФОРМИРОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ  
ДЛЯ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ**

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

---

<sup>1</sup>Институт атомной энергии, Свек-Варшава, Польша

<sup>2</sup>Технологический университет, Люблин, Польша

Ваганов Ю. А. и др.

P13-2009-117

Формирование молекулярных пучков для ионной имплантации

В настоящей работе описан процесс образования ионов двухатомных молекул для целей ионной имплантации. Проведена оценка средних величин ионных токов и отношения концентрации молекул к концентрации атомов в разрядной камере источника. Также определены относительные значения  $\beta/\kappa_1$  для разных напряжений разряда.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ и в Институте физики УМКС, Люблин, Польша.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Vaganov Yu. A. et al.

P13-2009-117

Formation of Molecular Beams for Ion Implantation

The process of formation of diatomic molecule ions for implantation purposes is described in the present paper. The mean values of ion currents and molecular concentration ratio to atomic concentration in a discharge chamber were estimated. The relative  $\beta/\kappa_1$  values for different discharge voltages were also determined.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR, and at the Institute of Physics UMCS, Lublin, Poland.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

## **ВВЕДЕНИЕ**

Ионная имплантация находит широкое и важное применение как в технике, так и в научных исследованиях. В основе ее лежит явление внедрения в твердое тело ионов, ускоряемых до энергии от десятков до нескольких сотен кэВ (в настоящее время даже до нескольких МэВ). Быстрые ионы при взаимодействии с поверхностью твердотельных мишеней порождают множество эффектов: распыление материала мишени, эмиссию электронов, химические реакции, возбуждение и ионизацию атомов мишени, смещение атомов кристаллической решетки с их равновесного положения и, прежде всего, вбивание (имплантация) падающих атомов в кристаллическую решетку мишени. Следствием этих процессов является изменение физико-химических свойств бомбардируемого материала. В случае металлических мишеней эти изменения касаются трибологических свойств, таких как трение, твердость, изнашиваемость, а также геометрическая структура облучаемой поверхности (например, шероховатость). Все вышеперечисленные свойства имеют существенное значение во многих областях науки и техники, например, в прецизионной механике, оптике, ядерной энергетике и даже в медицине при производстве хирургических имплантатов. Вследствие этого становится очевидным, что ионная имплантация играет важную роль в современном мире, включая мир бизнеса.

Ионная имплантация получила широкое применение в микроэлектронике полупроводников и создаваемых на их базе приборов, сенсоров, интегрированных электронных и оптических схем. Это обусловлено тем, что во многих случаях она дает возможность отказаться от диффузионных методов модификации свойств твердых тел, диффузионных, а затем термических.

Ионная имплантация является «холодным» процессом, контролируемым с точки зрения типа ионов, их энергий, поверхностной плотности и внедрения примесей на заданную глубину образца, а также прохождения его при заданной температуре.

Имплантации в твердотельные мишени проводится при помощи специально предназначенных для этого установок, так называемых имплантаторов ионов [1]. Однако в некоторых случаях используются также электромагнитные сепараторы изотопов off-line и on-line, созданные, прежде всего, для

ядерной физики [2]. Хотя во многих таких сепараторах предел ионных токов приемлем для целей имплантации, но область энергии ионов в большинстве случаев не соответствует требованиям эксперимента, поскольку используемое в сепараторах ускоряющее напряжение, как правило, не превышает 30–100 кВ. Тогда для увеличения энергии имплантации в масс-сепараторах можно использовать многозарядные ионы, для которых  $E = neU$ , где  $n$  — кратность ионизации,  $e$  — заряд электрона и  $U$  — ускоряющее напряжение. В свою очередь, для низкоэнергетических имплантаций рекомендуется применение молекулярных ионов (чаще всего двухатомных молекул), поскольку при соударении с мишенью молекула распадается на атомы, энергия которых меньше энергии первичного иона. Использование молекулярных ионов для имплантации дает и другие преимущества. Одним из них является возможность сокращения времени имплантации благодаря большей массе иона, вносимой в бомбардируемую мишень. Кроме этого, в некоторых случаях применение соединений имплантируемого элемента более эффективно с точки зрения условий работы ионного источника.

В настоящей статье мы ограничимся описанием процесса генерации ионов двухатомных молекул. Эти ионы создавались в ионном источнике типа магнетрона, различные варианты которого используются в электромагнитных масс-сепараторах как в ЛЯП ОИЯИ [3, 4], так и в ИФ УМКС, Люблин [5, 6].

## 1. ИСТОЧНИК ИОНОВ И УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ИОНОВ

На рис. 1 представлена схема магнетронного источника ионов. Основной его частью является разрядная камера А, изготовленная из молибдена. В разряде она выполняет роль анода. Внутри камеры расположен вольфрамовый катод К. В системе создается магнитное поле, силовые линии которого направлены параллельно катоду. С помощью описываемого источника можно создавать пучки ионов как газов, так и твердых тел. В последнем случае твердое тело надо перевести в состояние пара. Для этой цели служит печка П, подогреваемая снаружи электрическим током. Созданные в печке пары направляются в разрядную камеру, где происходит их ионизация. Имплантируемый газ подается в разрядную камеру через игольчатый вентиль В. В случае имплантации газовых соединений количество газа контролируется измерительной системой И. Созданные в разрядной камере ионы диффундируют через отверстие О и после ускорения и анализа в магнитном поле сепаратора попадают в камеру коллектора, где расположены облучаемые образцы. Доза имплантации измеряется с помощью цилиндра Фарадея.

Чтобы определить оптимальные параметры работы данного источника при образовании молекулярных ионов, нами разработана упрощенная модель

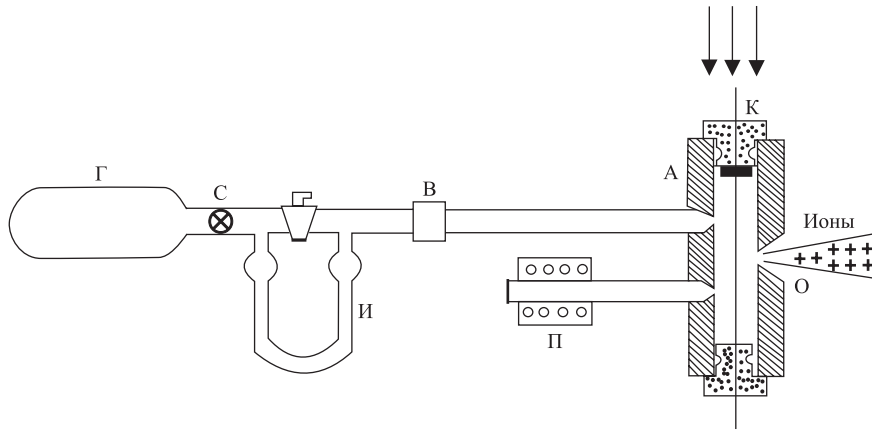
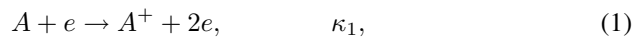


Рис. 1. Конструкция магнетронного ионного источника: К — катод, А — анод, Г — емкость с газом, И — измерительная система, В — игольчатый вентиль, П — печька, О — отверстие

его действия на базе анализа процессов, происходящих в разрядной камере источника.

Предположим, что в объеме разрядной камеры источника существует давление газа или пара имплантируемого вещества порядка  $10^{-4}$ – $10^{-2}$  мм рт. ст., а также что между горячим катодом и анодом есть напряжение несколько десятков вольт. В таких условиях возникает плазма, которая заполняет практически весь объем источника и биполярный слой объемного заряда (толщиной порядка дебаевской длины экранирования), отделяющий плазму от элементов конструкции ионного источника. В плазме ионизация происходит главным образом в результате столкновения атомов имплантированного вещества с первичными и вторичными электронами [7]. Поэтому действие источника относительно легко контролировать, изменяя давление в камере, напряжение разряда или меняя плотность тока электронов, эмитированных из горячего катода.

Созданная в источнике плазма состоит прежде всего из однократно положительно заряженных ионов с концентрацией  $n^+$  и электронов с концентрацией  $n_e$ . Но, кроме них, в плазме существуют также ионы высших порядков с концентрацией  $n^{2+}$ ,  $n^{3+}$  и молекулярные ионы, например  $n_2^+$  и т. д., генерируемые в процессах:



$$A + A^+ \rightarrow A_2^+, \quad \kappa_3, \quad (3)$$

$$A_2 + e \rightarrow A_2^+ + 2e, \quad \kappa_4, \quad (4)$$

.....

Величины  $\kappa_1 - \kappa_4$  из уравнений (1)–(4) являются коэффициентами ионизации, которые определяются сечением ионизации по формулам

$$\kappa_{1,2,4} = \int v_e f(v_e) \sigma_{1,2,4}(v_e) dv_e, \quad (5)$$

$$\kappa_3 = \int v^+ f(v^+) \sigma_3(v^+) dv^+, \quad (6)$$

где  $f(v_e)$  — функция распределения скорости электронов в плазме ионного источника;  $v_e$  — скорость электронов в плазме;  $\sigma$  — сечение ионизации атомов электронами в процессах 1, 2, 4;  $f(v^+)$  — функция распределения скорости положительных ионов в плазме.

Одновременно с образованием ионов в плазме источника существуют и другие процессы, которые уменьшают концентрацию ионов определенного заряда. Важнейшим из них является диффузия ионов к горячему катоду и части источника на потенциале катода, а также рекомбинация с электронами плазмы.

Примем, что потери ионов при прохождении через экстракционное отверстие источника незначительны. Тогда состояние термодинамического равновесия для отдельных составляющих плазмы в источнике можно в первом приближении описать приведенными ниже формулами.

- Для однократно ионизированных ионов [8]

$$\frac{j^+}{e} S = 3V n_e n \kappa_1 \Omega_1, \quad (7)$$

где

$$\Omega_1 = \frac{4}{3} \left( \frac{m}{2kT_a} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{0,25\bar{v} - A(R_1)}{R_1}, \quad (8)$$

$$R_1 = 2r n_e \kappa_1 \left( \frac{m}{2kT_a} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

В формулах (7)–(9)  $n_e$  — концентрация электронов в плазме,  $m$  и  $n$  — масса и концентрация атомов имплантированного вещества соответственно,  $T_a$  — температура газа,  $V$  и  $r$  — объем и радиус колонны плазмы в источнике.  $(R_1)$  — интегральное выражение, определяемое условиями ионизации в источнике;  $j^+$  — плотность ионного тока, текущего через биполярный слой плазмы;  $S$  — площадь внутренней поверхности разрядной камеры источника.

• Аналогичным способом можно записать условия равновесия плазмы в источнике для молекулярных (двухатомных) ионов:

$$\frac{j_2^+}{e} S = 3V\alpha n^+ n \Omega_3 + 3V n_e n_2 \kappa_4 \Omega_4, \quad (10)$$

где  $j_2^+$  — плотность тока молекулярных ионов, текущего через биполярный слой плазмы;  $n^+$ ,  $n_2$  — концентрации положительных ионов и молекул в источнике соответственно;  $\alpha$  — постоянная реакции (3); величины  $\Omega_3$ ,  $\Omega_4$  определяются аналогично (8).

Примем, что концентрация положительных ионов в источнике  $n^+$  в первом приближении пропорциональна концентрации  $n$  и  $n_e$ . Тогда уравнение (10) можно преобразовать:

$$\frac{j_2^+}{2} S = 9\beta \frac{V}{S} n_e n^2 \frac{\Omega_1 \Omega_3}{v} \left( \frac{m}{kT_e} \right)^{1/2} V + 3V n_e x n \kappa_4 \Omega_4, \quad (11)$$

где  $x = n_2/n$  и  $\beta$  — суммарный коэффициент генерации молекулярных ионов в источнике.

Предположим также, что плазма в источнике является слабо ионизированной, т. е.  $n \gg n^+$ ,  $n^{2+}$ ,  $n_2^+ \dots$ , что отвечает  $\Omega_{1-4} = 1/3$  [8].

При этих условиях деление уравнения (11) на (7), а также принятие некоторых упрощений приводит к уравнению

$$\frac{I_2^+}{I^+} = \frac{\kappa_2}{\kappa_1} x + \frac{\beta}{\kappa_1} \frac{V}{S} \left( \frac{m}{kT_e} \right)^{1/2} n. \quad (12)$$

В уравнении (12)  $I_2^+$  и  $I^+$  означают токи ионов, извлекаемых из источника:

$$I_2^+ = j_2^+ a; \quad I^+ = j^+ a, \quad (13)$$

где  $a$  означает поверхность мениска плазмы, из которого происходит эмиссия ионов.

Не анализируя детально влияние отдельных параметров на соотношение вышеупомянутых токов в уравнении (12), обратим лишь внимание на то, что это соотношение в первом приближении пропорционально давлению имплантированного вещества в источнике и зависит от отношения объема разрядной камеры  $V$  к ее поверхности  $S$ . С этой точки зрения оптимальная форма разрядной камеры — шарообразная.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2, 3 показаны типичные характеристики ионного источника при формировании ионов некоторых элементов. В частности, на рис. 2 представлена зависимость тока ионов двухатомных молекул As, Se и In от тока дугового разряда в камере (а) и от тока катушки магнита в источнике (б).

Рис. 3 иллюстрирует образование ионов Ag. Кривые показывают соотношение молекулярных и одноатомных ионных токов в зависимости от напряжения разряда в ионизационной камере источника.

Аналогичные эксперименты проводились также для токов молекулярных ионов других элементов.

Результаты этих измерений показаны в табл. 1, которая включает в себя средние значения извлекаемых из источника ионных токов и химические соединения, из которых получены молекулярные ионы [9]. В этой таблице также показано время, необходимое для облучения образцов ионами дозой  $10^{14}$  см<sup>2</sup>.

Показанные на рис. 2, 3 результаты не могут быть непосредственно сопоставлены с разработанным нами механизмом действия источника, в частности, с формулами (10) и (11). Во-первых, из-за трудности в определении

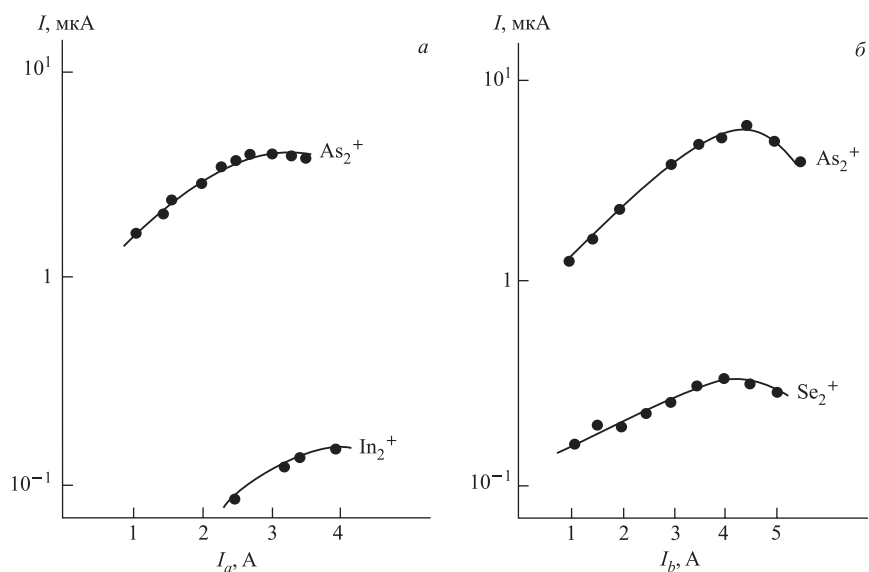


Рис. 2. Зависимости ионных токов от тока разряда в источнике (а) и ионного тока от тока катушки, создающей магнитное поле в объеме источника (б)



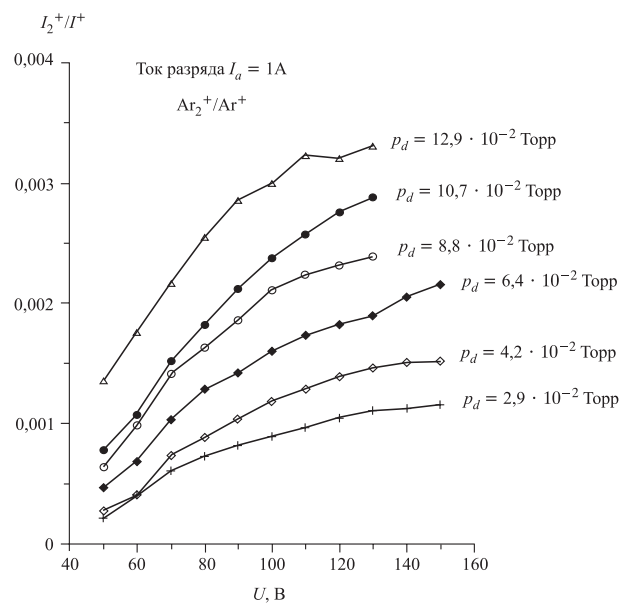


Рис. 3. Зависимость соотношения токов молекулярных и одноатомных ионов Ag от напряжения разряда в ионизационной камере источника для разных величин давления в источнике  $p_d$

Таблица 1. Средние значения ионных токов для различных химических соединений

Тип иона	Рабочее вещество	Температура испарителя источника, C°	Ионный ток, извлекаемый из источника, мкА	Время имплантации при дозе $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
$\text{H}_2^+$	$\text{H}_2$	—	180	3
$\text{Li}_2^+$	$\text{LiCl} + \text{H}_2\text{O}$	400	1,2	400
$\text{B}_2^+$	$\text{B}$	1900	0,5	961
$\text{N}_2^+$	$\text{N}_2$		60	8
$\text{Na}_2^+$	$\text{NaCl}$	400	0,15	3200
$\text{Al}_2^+$	$\text{Al}$	1000	0,15	3200
$\text{Al}_2^+$	$\text{Al} + \text{CCl}_4$	900	12	40
$\text{P}_2^+$		250	4,4	109
$\text{Cl}_2^+$	$\text{NaCl}$	500	18	28
$\text{Ar}_2^+$	$\text{Ar}$	—	1,5	320
$\text{Ga}_2^+$	$\text{Ga}$	800	0,9	538
$\text{As}_2^+$	$\text{As}$	250	4	120
$\text{Se}_2^+$	$\text{Se}$	350	0,2	2400
$\text{Ag}_2^+$	$\text{Ag} + \text{CCl}_4$	800	3	641

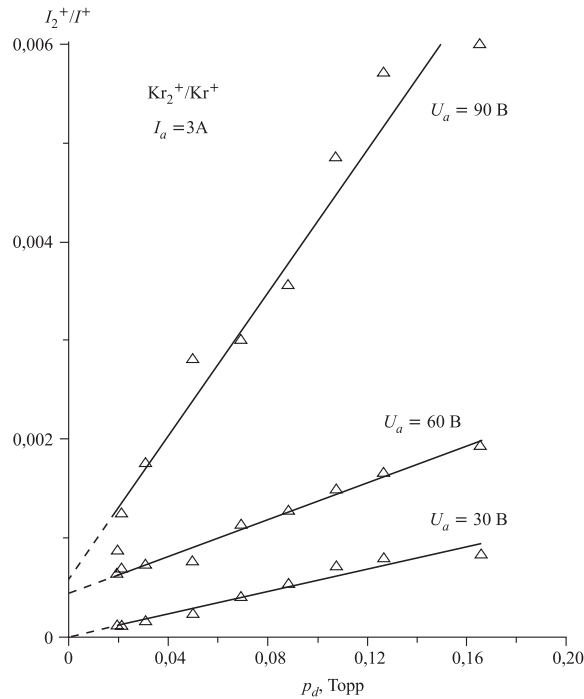


Рис. 4. Зависимость соотношения молекулярных и одноатомных ионных токов Кг от давления газов, дозированных в разрядную камеру источника, для разных величин напряжения разряда в ионизационной камере источника

значения отдельных постоянных реакций, происходящих в источнике. Кроме этого, во время измерений ионных токов поверхность мениска плазмы меняется неконтролируемым образом. Также при увеличении тока и напряжения дугового разряда в источнике изменяется как концентрация, так и функция распределения скорости электронов в плазме.

Однако, на основании того, что пары ионных токов Аг и Кг  $I^+$  и  $I_2^+$  измерялись одновременно и в идентичных экспериментальных условиях, вышеуказанные трудности могут быть преодолены, если мы примем во внимание зависимости соотношений токов  $I_2^+/I^+$  от давления газа в источнике. Результаты этих измерений показаны на рис.4,5. Видно, что для наших экспериментальных условий кривые  $I_2^+/I^+$  в функции концентрации атомов в источнике являются в границах экспериментальной ошибки прямыми, что и предусматривает разработанный нами механизм ионизации в источнике, в частности уравнение (12). Существенное различие между кривыми заключается в разных величинах  $I_2^+/I^+$  при  $p \rightarrow 0$ .

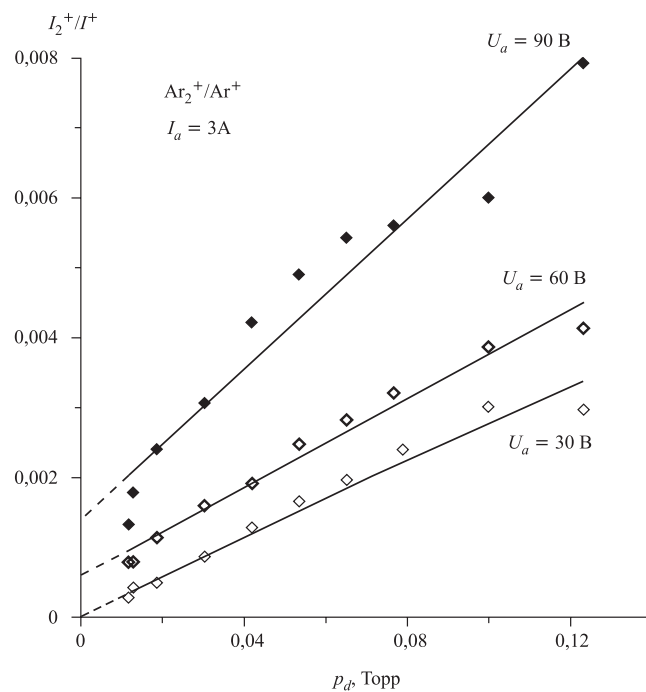


Рис. 5. Зависимость соотношения молекулярных и одноатомных ионных токов Ar от давления газов, дозированно переданных в разрядную камеру источника, для разных величин напряжения разряда в ионизационной камере источника

Представленные результаты позволяют получить информацию о параметрах плазмы в источнике. В частности, они дают возможность оценить отношение концентрации двухатомных молекул газа к концентрации атомов в плазме разряда источника, так как интерполяция экспериментальных кривых на ось  $y$  дает величину  $\kappa_2/\kappa_1 x$ .

Таблица 2. Отношения  $x \frac{\kappa_2}{\kappa_1}$  Kr и Ar для различных напряжений разряда  $U_a$

$U_a, B$	$x \kappa_2/\kappa_1 (Kr)$	$x \kappa_2/\kappa_1 (Ar)$
30	$\sim 0$	$\sim 0$
60	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$
90	$6 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$

**Таблица 3. Изменение относительной величины постоянной реакции  $\beta$  в зависимости от напряжения разряда  $U_a$**

$U_a, \text{В}$	$\beta/\kappa_1 (\text{Kr})$	$\beta/\kappa_1 (\text{Ar})$
30	0,052	0,173
60	0,086	0,200
90	0,375	0,346

К сожалению, в доступной авторам литературе отсутствуют данные об отношении  $\kappa_2/\kappa_1$  для условий, имеющих место в источнике. Однако, принимая реалистические предположения, что обе эти величины одного порядка, получаем, что концентрация молекул в  $10^3$  и более раз меньше концентрации атомов в источнике. Интересно, что для плазмы с низким напряжением разряда ( $U = 30 \text{ В}$ ) величина близка к нулю (табл. 2).

Представленные кривые позволяют также оценить относительную величину постоянной реакции  $\beta$  и тенденцию ее изменения в функции напряжения разряда  $U_a$ , тлеющего в ионизационной камере источника (табл. 3).

## ВЫВОДЫ

1. Приведенные в табл. 1 данные позволяют оценить средние величины токов молекулярных ионов, извлекаемых из источников магнетронного типа.

2. Тот факт, что полученные экспериментальные результаты относительно хорошо согласуются с теоретическими, показывает, что для наших условий в источнике возможно принять упрощения, которые вытекают из низкой плотности плазмы, и использовать для определения токов  $I_2^+$  и  $I^+$  уравнения (10), (11).

3. Из интерполяции кривых  $I_2^+/I^+$  для  $p \rightarrow 0$  на ось  $y$  можно оценить отношение концентрации молекул к концентрации атомов в разрядной камере источника. В наших экспериментальных условиях концентрация этих молекул в разрядной камере источника на 3–4 порядка меньше концентрации атомов.

4. Полученные нами результаты позволяют определить относительные значения  $\beta/\kappa_1$  для разных напряжений разряда (табл. 2).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 08-02-00622.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Maczka D., Latuszynski A., Kuduk R., Partyka J.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1987. V. 21. P. 512.
2. *Kalinnikov V. G., Gromov K. Ya., Janicki M., Yuskevich Yu. V., Evtisov S.V.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 70. P. 62.
3. *Афанасьев В. П., Громова И. И., Мончка Д., Райко В. И.* // Приборы и техника эксперимента. 1972. Т. 1. С. 45.
4. *Афанасьев В. П. и др.* Сообщение ОИЯИ 13-4763. Дубна, 1969.
5. *Zuk W., Maczka D., Pomorski J.* // Nucl. Instr. Meth. 1965. V. 37. P. 249.
6. *Drozdziel A., Latuszynski A., Maczka D., Pyszniak K.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 126. P. 58.
7. *Лятушински А., Мончка Д., Юшкевич Ю. В.* Сообщение ОИЯИ 13-88-620. Дубна, 1988.
8. *Maczka D., Latuszynski A., Kobzev A. P., Yushkevich Yu. V., Vaganov Yu. A., Drozdziel A.* JINR Comm. E13-2006-146. Dubna, 2006.
9. *Корнажински К., Кицак К., Лятушински А., Мончка Д., Партыка Я., Юшкевич Ю. В.* Сообщение ОИЯИ 13-88-621. Дубна, 1988.

Получено 4 августа 2009 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 14.10.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 1,04. Тираж 305 экз. Заказ № 56736.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)