

УДК 621.384.8

© Н. В. Краснов, И. В. Курнин, А. Н. Арсеньев, А. Г. Черепанов, М. Н. Краснов, 2022

## **СВОЙСТВА ИОННЫХ ПОТОКОВ, СФОРМИРОВАННЫХ БЕССЕТОЧНЫМ ДВУХЭЛЕКТРОДНЫМ ИОННЫМ ЗАТВОРОМ ИОН-ДРЕЙФОВОГО СПЕКТРОМЕТРА ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ. I. НЕПРЕРЫВНЫЙ ИОННЫЙ ПОТОК**

Экспериментально определены свойства ионного потока в зависимости от параметров бессеточного двухэлектродного ионного затвора и условий транспортировки ионов в области дрейфа. С помощью коллектора, состоящего из концентрических колец, исследована поперечная структура ионного потока в плоскости коллектора. Полученные распределения токов имеют радиальную структуру, меняющуюся в зависимости от экспериментальных условий. Даны теоретические оценки степени влияния объемного заряда на поперечные размеры ионного пучка в поле дрейфа. Согласие экспериментальных и теоретических результатов позволяет сделать вывод, что наблюдаемые явления обусловлены объемным зарядом.

*Кл. сл.:* бессеточный двухдиафрагменный ионный затвор, транспортировка ионов при атмосферном давлении, ион-дрейфовый спектрометр, объемный заряд

### **ВВЕДЕНИЕ**

Ионный затвор является важным элементом ион-дрейфового спектрометра, поскольку формирует исходный ионный импульс, который направляется в область дрейфа [1]. Характеристики ионного импульса, такие как форма ионного пакета и его амплитуда, определяют разрешающую способность и чувствительность спектрометра подвижности. В [2] в качестве ионного затвора для формирования короткого ионного импульса в ион-дрейфовом спектрометре была предложена бессеточная двухдиафрагменная конструкция. Затвор представляет собой пару изолированных проводящих параллельных диафрагм с соосными отверстиями. Одна из диафрагм находится под регулируемыми напряжениями от независимого источника питания, а другая диафрагма электрически соединена с независимым импульсным источником питания с регулируемой длительностью, частотой и амплитудой напряжения. В случае закрытого затвора ионы теряются на первой диафрагме, т.к. потенциал второй диафрагмы выше потенциала на первой. При понижении потенциала второй диафрагмы относительно первой ионы проходят в дрейфовую область ион-дрейфового спектрометра. Импульсное понижение этого потенциала формирует короткий ионный импульс. Экспериментальные результаты по формированию импульсных ионных пакетов с помощью бессе-

точного двухдиафрагменного затвора представлены в работе [3]. Ранее в качестве ионного затвора в разработанном нами ион-дрейфовом спектрометре [4–6] использовался сеточный затвор Бредбери – Нильсена [7]. Недостатками затвора такого типа являются высокий уровень потерь ионов (до 50–60%) при прохождении сетки затвора, технологическая сложность изготовления его конструкции, обрыв нитей и замыкание соседних нитей с противоположными потенциалами. В отличие от сеточных затворов, в бессеточном двухдиафрагменном затворе ионы проходят через диафрагму диаметром несколько миллиметров и без потерь на сетках, что обуславливает большую плотность тока, а следовательно, и более заметное влияние объемного заряда на формируемый ионный импульс. Пространственно-временные характеристики ионного импульса на выходе дрейфовой области в значительной степени определяют разрешающую способность ион-дрейфового спектрометра.

Поэтому было рассмотрено влияние параметров бессеточного двухдиафрагменного ионного затвора и режимов его работы на свойства сформированных непрерывных ионных потоков в пространстве за затвором. В экспериментах была использована базовая экспериментальная установка, подробно описанная в [3], а регистрация поперечного распределения тока в дрейфовой области осуществлялась детектором с общей поверхно-

стью, поделенной на радиальные полосы. Ранее в работе [8], где в качестве источника ионов использовался коронный разряд, было показано, что на расстоянии 50 мм от выходной диафрагмы непрерывный ионный пучок при атмосферном давлении имеет слабо расходящийся вид и практически полностью попадает на плоскость коллектора.

Экспериментальное изучение поперечного уширения ионного пучка при дрейфе проводилось в работах [9, 10]. В обеих работах для этих целей использовался зонный коллектор, состоящий из концентрических колец.

В работе [9] в качестве источника ионов использовался источник  $\beta$ -частиц ( $^{63}\text{Ni}$ ), ионный импульс формировался затвором Бредбери – Нильсена. Длительность импульсов, открывающих затвор, составляла 50 мс, а плотность ионного тока порядка нескольких пА/мм<sup>2</sup>. В результате экспериментов была получена зависимость распределения плотности тока от радиуса кольца детектора. Вклад диффузии в радиальное уширение ионного пучка оценивается в работе на уровне 1% от начальных поперечных размеров, и предполагается, что наиболее вероятной причиной уширения является объемный заряд. Было отмечено, что поперечное распределение ионного тока имеет характерную структуру со спадом по центру. Такое распределение объяснялось цилиндрической конструкцией источника ионов.

В работе [10] в качестве источника ионов использовался электроспрей, а ионный импульс также формировался затвором Бредбери – Нильсена с длительностью открывающего импульса 25 мс. В работе отмечается, что распределение плотности ионного тока по кольцам коллектора имеет вид двугорбой зависимости, т.е. на центральную часть коллектора приходится меньшее значение плотности тока, а максимальное значение достигается на периферии, причем с полным отсутствием тока на крайнем кольце. В работе делается вывод, что возможной причиной появления поперечной структуры является воздействие объемного заряда.

В работе [11] рассматриваются факторы, определяющие разрешающую способность иондрейфового спектрометра. Одним из таких факторов является радиальная неоднородность поля дрейфа, обусловленная геометрией и расположением колец дрейфовой трубки. В результате ионы, дрейфующие по большему радиусу, отстают от ионов из приосевой области. Соответственно, регистрируемый на коллекторе ионный импульс уширяется, что ухудшает разрешающую способность прибора.

В работе [10] при плотности тока в области дрейфа несколько пА/мм<sup>2</sup> не было отмечено потеря ионов в результате их поперечного выхода за границы. Однако при заметном воздействии объ-

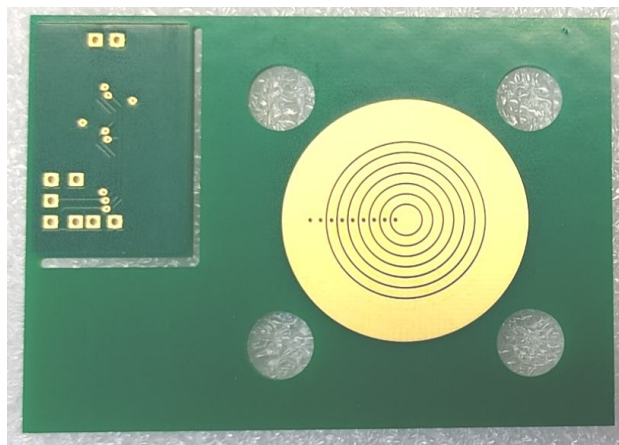
емного заряда краевые ионы могут быть вытолканы из области дрейфа, обуславливая тем самым потери.

Таким образом, целью работы на данном этапе являлось изучение свойств ионного потока, сформированного бессеточным двухэлектродным ионным затвором в непрерывном режиме при атмосферном давлении в покоящемся газе, в частности изучение поперечной структуры ионного пучка, обусловленной заметным влиянием объемного заряда при увеличении плотности тока.

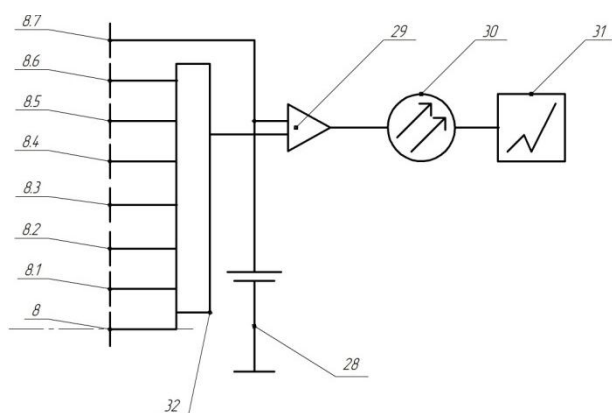
### МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ИОННЫХ ПОТОКОВ, СФОРМИРОВАННЫХ БЕССЕТОЧНЫМ ДУХЭЛЕКТРОДНЫМ ИОННЫМ ЗАТВОРОМ

Для экспериментального изучения характеристик ионных потоков, сформированных бессеточным двухэлектродным ионным затвором при атмосферном давлении в покоящемся газе (лабораторном воздухе) при нормальных условиях была использована базовая экспериментальная установка, подробно описанная в [3]. Для реализации поставленных экспериментальных задач установка была частично модернизирована.

При изучении поперечной структуры ионного потока в непрерывном режиме была проведена модернизация коллекторной системы, включающая как непосредственно сам коллектор, так и систему регистрации. На рис. 1 представлена фотография коллектора, выполненного по технологии печатных плат (РСВ), представляющего собой ряд плоских коаксиальных колец.



**Рис. 1.** Модернизированный коллектор. Центральный круговой электрод диаметром 3.5 мм, ширина колец 1 мм, расстояние между кольцами 0.25 мм, ширина внешнего кольца 5 мм. Общий диаметр коллектора 30 мм



**Рис. 2.** Электрическая схема подключения модернизированного коллектора к системе регистрации.

8 — центральный электрод коллектора; 8.1–8.6 — коаксиальные электроды коллектора одинаковой ширины; 8.7 — внешний коаксиальный электрод коллектора; 28 — высоковольтный источник питания; 29 — усилитель; 30 — оптронная развязка; 31 — двухканальный осциллограф; 32 — коммутатор

Всего коллектор состоит из 6 одинаковых колец шириной 1 мм, внешнего кольца шириной 5 мм и центрального кругового электрода диаметром 3.5 мм, расстояние между электродами коллектора составляет 0.25 мм. Общий диаметр коллектора составляет 30 мм. Использование коллектора, выполненного в виде плоских коаксиальных колец, позволяет судить о поперечной структуре ионного пучка. На этой же подложке выполнена печатная плата усилителя. На рис. 2 представлена электрическая схема подключения коллектора в таком исполнении к системе регистрации. В базовой экспериментальной установке, представленной в [3], коллектор обозначен электродом 8. При описании модернизированной коллекторной системы как заимствованные, так и новые элементы, введенные в систему, имеют те же обозначения, что и в [3]. Электроды модернизированного коллектора обозначаются как 8 — центральный, 8.1–8.6 — одинаковые по ширине коаксиальные кольца, 8.7 — внешнее коаксиальное кольцо. Каждый из электродов коллектора подключен к коммутатору 32. В свою очередь к выходу коммутатора последовательно подключен усилитель 29. Коллектор, коммутатор и усилитель находятся под регулируемым потенциалом источника высокого стабильного напряжения Applied Kilovolts 28, второй полюс которого находится под потенциалом "земля". Сигнал с усилителя 29 через оптронную развязку 30 поступает на вход двухканального осциллографа 31 Tektronix DPO 3032.

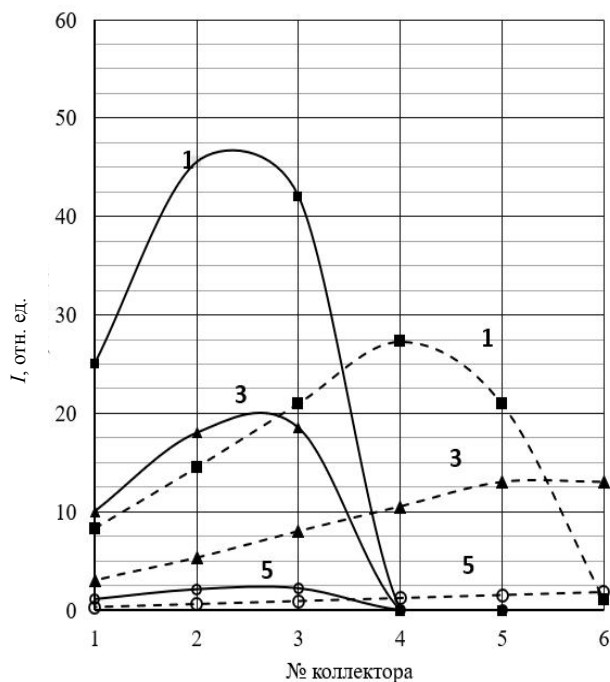
### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Методика измерения поперечной структуры ионного потока заключается в следующем. При помощи коммутатора 32 на усилитель 29 последовательно поступают сигналы с выбранных электродов модернизированного коллектора и далее в систему регистрации. Полученные величины зарегистрированных токов являются током, при-

ходящим на каждый конкретный электрод коллектора. Площади электродов имеют различные значения, поэтому для правильного сравнения распределения ионных токов по площади модернизированного коллектора нужно производить нормирование ионного тока на площадь конкретного электрода коллектора. Таким образом, значения ионного тока отображаются на графике в системе координат (ток  $I$  в относительных единицах — ордината, номер электрода коллектора — абсцисса) для различных условий эксперимента, а в качестве параметров выступают напряженность электрического поля, внутренний диаметр колец транспортирующей системы, соотношения напряжений на электродах — коллектора и второго электрода затвора. Результаты измерений в зависимости от условий эксперимента представлены на рисунках, приведенных ниже. Все измерения проводились в покоящемся газе при атмосферном давлении и температуре 25 °С. В эксперименте потенциал второго электрода затвора был постоянный  $-1200$  В, а изменение напряженности электрического поля в системе транспортировки обеспечивалось изменением потенциала коллектора, который мог изменяться в диапазоне от  $-1000$  до  $-5300$  В.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В эксперименте использовались две геометрии системы транспортировки, отличающиеся диаметром диафрагм и расстоянием от затвора до коллектора. На рис. 3 приведены (выборочно) результаты измерений зависимости распределения токов по электродам коллектора 8.1–8.6 при напряженностях электрического поля в области дрейфа ионного пучка  $E_1 = 1633$  В/см (кривая 1),  $E_2 = 1333$  В/см (не показано),  $E_3 = 1000$  В/см (кривая 3),  $E_4 = 667$  В/см (не показано),  $E_5 = 333$  В/см (кривая 5) для непрерывного ионного потока и начальном токе источника 1 мкА.



**Рис. 3.** Распределения тока по электродам коллектора при разных параметрах.

Сплошные линии — при диаметре диафрагм 10 мм, штриховые линии — 20 мм; при напряженностях электрического поля в области транспортировки ионного пучка длиной 30 мм: 1 —  $E_1 = 1633$  В/см, 3 —  $E_3 = 1000$  В/см, 5 —  $E_5 = 333$  В/см

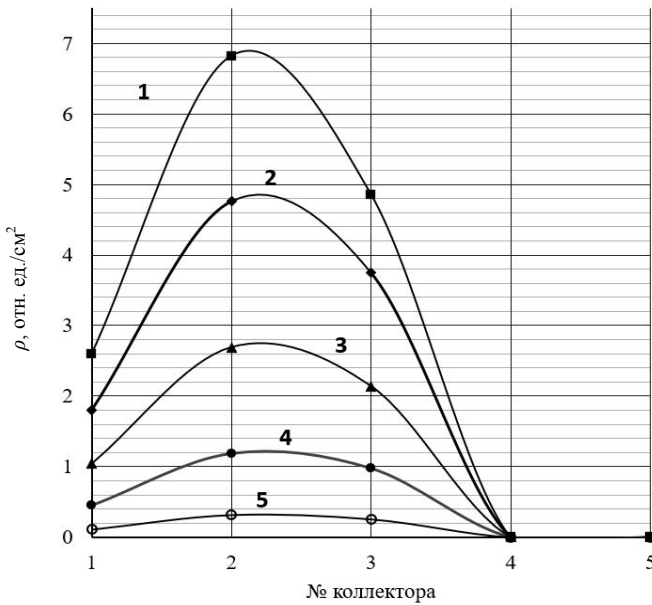
**Табл. 1.** Площади электродов коллектора и внутренний и внешний радиусы аксиальных колец коллектора

| Геометр. харак-ка элемента  | Номер элемента коллектора |      |           |         |           |       |           |          |
|-----------------------------|---------------------------|------|-----------|---------|-----------|-------|-----------|----------|
|                             | 1(центр)                  | 2    | 3         | 4       | 5         | 6     | 7         | 8        |
| Площадь, мм <sup>2</sup>    | 9.61                      | 6.67 | 8.635     | 10.6    | 12.56     | 14.52 | 16.49     | 107.9    |
| Радиусы $R_1 \div R_2$ , мм | 0÷1.75                    | 2÷3  | 3.25÷4.25 | 4.5÷5.5 | 5.75÷6.75 | 7÷8   | 8.25÷9.25 | 9.5÷14.5 |

Диаметр отверстия во втором электроде затвора равен 2 мм. Расстояние от второго электрода затвора до плоскости коллектора 30 мм, отверстия в электродах транспортирующей системы (внутренний диаметр дрейфовых колец) 10 и 20 мм. Как видно, (при 10 мм) максимумы токов приходятся на 2-й и 3-й электроды коллектора. Резкое падение зависимостей токов на 4-м электроде обусловлено ограничением расходящегося пучка ионов диаметром отверстия в транспортирующих электродах уже на расстоянии 30 мм от затвора. В табл. 1 приведены площади электродов коллектора, исходя из которых определялись плотности токов, приходящих на коллектор, и их распределение, а также приведены внутренний и внешний радиусы аксиальных колец коллектора. На рис. 4 приве-

дены кривые распределения плотности токов на электродах коллектора при внутреннем диаметре дрейфовых колец 10 мм. Характер распределения плотности токов на рис. 4 повторяет ход зависимостей, приведенных на рис. 3 (для внутреннего диаметра колец 10 мм).

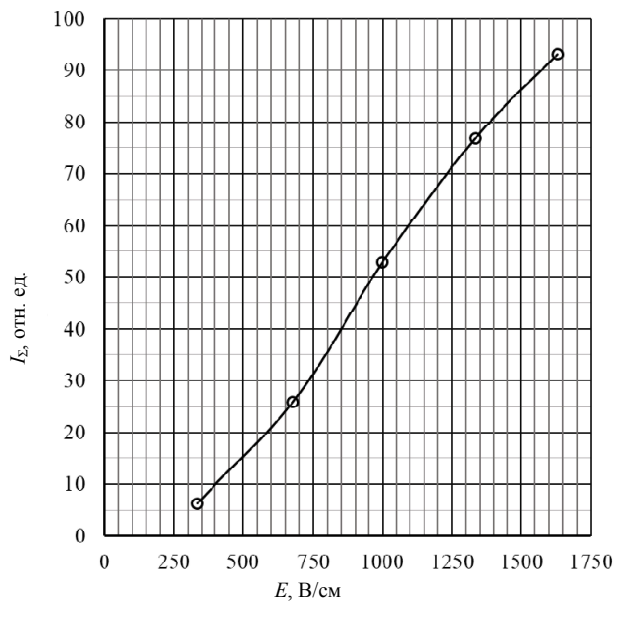
На рис. 3 приведены результаты измерений ионных токов, приходящих на электроды коллектора при тех же условиях, как и выше, но с большим диаметром отверстий в электродах транспортирующей системы — 20 мм. Из графика видно (штриховые линии), что максимумы токов сдвинулись на 4-й и 5-й электроды коллектора при напряженностях поля  $E_1 = 1633$  В/см (кривая 1) и  $E_2 = 1333$  В/см (не показано) соответственно, а при  $E_3 = 1000$  В/см,  $E_4 = 667$  В/см (не показано),



**Рис. 4.** Распределения плотности тока по 5 электродам коллектора для варианта с диафрагмами диаметром 10 мм. В зависимости от напряженности электрического поля в области транспортировки: 1 —  $E_1 = 1633$ , 2 —  $E_2 = 1333$ , 3 —  $E_3 = 1000$ , 4 —  $E_4 = 667$ , 5 —  $E_5 = 333$  В/см

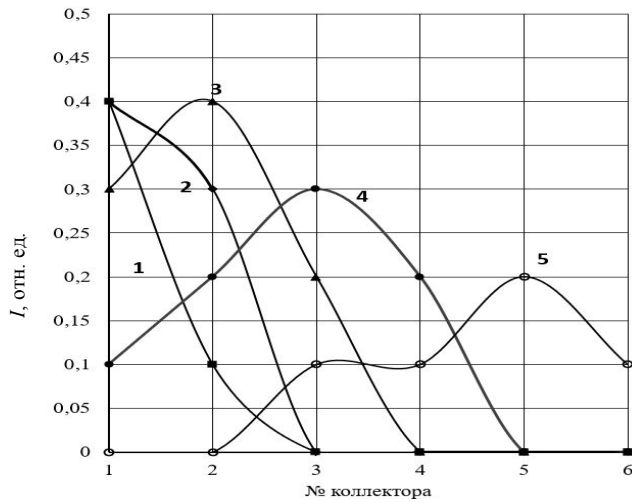
$E_5 = 333$  В/см зависимости токов, приходящих на 3-й, 4-й и 5-й электроды коллектора, имеют более пологий вид без акцентированного максимума, но соответственно и меньшей величины. Таким образом, при больших напряженностях электрического поля в транспортирующей системе влияние объемного заряда на рассеяние ионного пучка, вышедшего из затвора, уменьшается вследствие уменьшения времени дрейфа и большая его часть регистрируется на поверхности коллектора диаметром порядка 13.5 мм. При меньших напряженностях электрического поля пучок также доходит до коллектора на поверхность диаметром 13.5 мм, но при этом интенсивность его в разы меньше. По величине токов, приходящих на 6-е кольцо коллектора (рис. 3), можно судить о промежуточной эффективности влияния напряженности электрического поля на объемный заряд. На рис. 5 приведены величины суммарного тока, приходящего на коллектор при разных напряженностях электрического поля в системе транспортировки.

Для определения влияния величины ионного тока (объемного заряда), выходящего из затвора, на транспортировку ионного потока были проведены три серии измерений распределения тока на электродах коллектора для токов, выходящих из затвора, — 4, 10, 30 нА. Пространство транспортировки было увеличено до 70 мм при прочих равных геометрических параметрах. Результаты этих измерений отражены на рис. 6. Из представленных зависимостей следует, что при малом ионном токе 4 нА, выходящем из затвора, поперечное сечение пучка на коллекторе укладывается в диа-

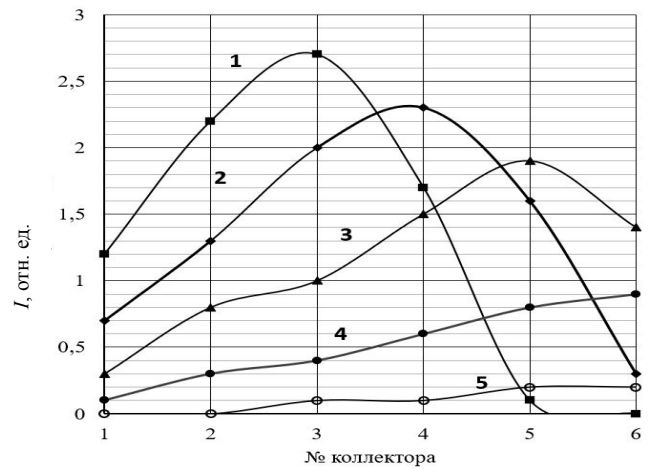


**Рис. 5.** Изменения суммарного тока коллектора в зависимости от напряженности электрического поля в области транспортировки

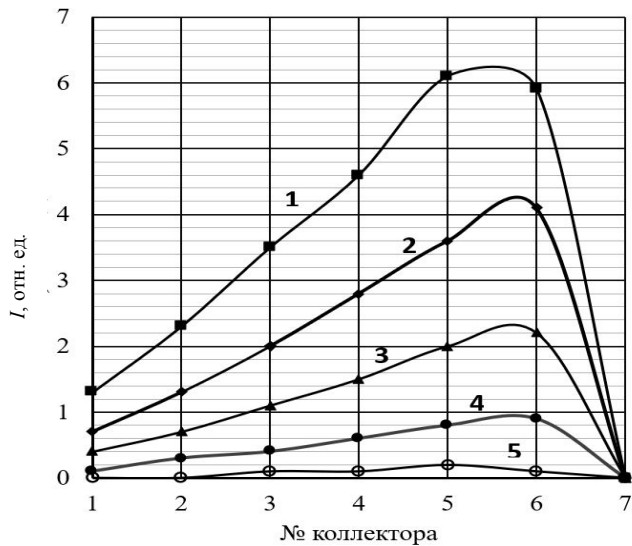
метр 11 мм при напряженностях электрического поля  $E_1 = 735$ ,  $E_2 = 570$ ,  $E_3 = 430$  и  $E_4 = 285$  В/см в системе транспортировки — соответственно зависимости 1–4 на рис. 6, а. При напряженности поля  $E_5 = 143$  В/см (зависимость 5) диаметр пучка на плоскости коллектора составил порядка 13 мм.



а



б



в

**Рис. 6.** Распределения тока по электродам коллектора при заданных токе на выходе затвора и напряженности электрического поля в области транспортировки ионного пучка длиной 70 мм и диаметре диафрагм 20 мм.

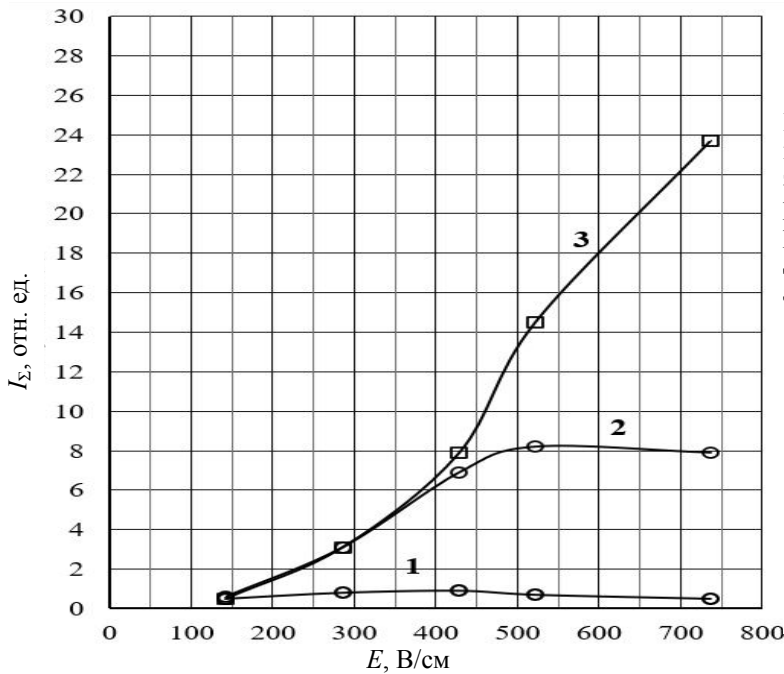
Ток на выходе затвора: 4 нА (а), 10 нА (б), 30 нА (в). Зависимости при заданных напряженностях электрического поля: 1 —  $E_1 = 735$ , 2 —  $E_2 = 570$ , 3 —  $E_3 = 430$ , 4 —  $E_4 = 285$ , 5 —  $E_5 = 143$  В/см

При этом значения суммарных ионных токов для каждой напряженности поля отличаются не более чем в 2 раза (см. рис. 7). Из полученных результатов следует, что ионный ток, приходящий на коллектор, изменяется мало, но имеет неоднородную поперечную структуру в плоскости коллектора.

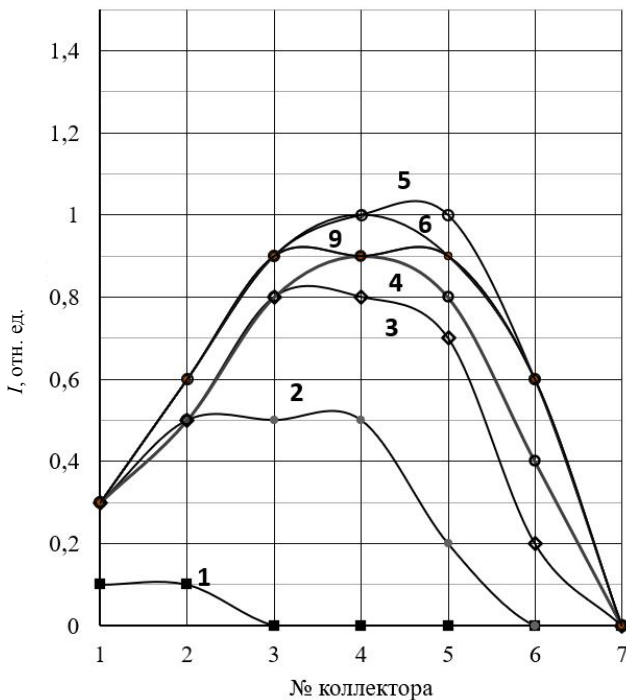
При увеличении выходящих из затвора токов до 10–30 нА зависимости распределения токов по поверхности коллектора качественно совпадают с результатами, приведенными на рис. 3. На рис. 7 представлены зависимости суммарных токов на коллекторе от величины напряженности электрического поля в системе транспортировки: при величине тока за затвором 4 нА (1), 10 нА (2), 30 нА (3). Видно (рис. 7), что при токе за затвором

4 нА зависимость тока на коллекторе от напряженности поля дрейфа меняется слабо, при токе 10 нА зависимость выходит на плато при превышении значения напряженности тянущего поля 500 В/см, а при токе 30 нА зависимость продолжает расти вплоть до максимальной экспериментальной напряженности поля. Выход величины регистрируемого тока на плато говорит о том, что весь выходящий ионный поток достигает коллектора, т.к. с ростом напряженности электрического поля время дрейфа сокращается и ионный пучок не успевает расширяться за это время настолько, что его поперечные размеры превысят внутренний диаметр колец дрейфовой трубки.





**Рис. 7.** Зависимости суммарных токов на коллектор от величины напряженности электрического поля в системе транспортировки для токов при заданном токе за затвором. Длина дрейфа 70 мм, внутренний диаметр дрейфовых колец 20 мм; ток за затвором: 1 — 4 нА, 2 — 10 нА, 3 — 30 нА



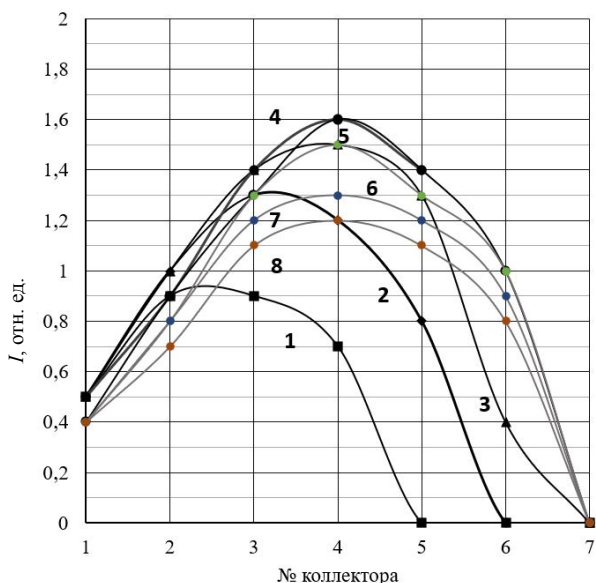
**Рис. 8.** Распределение тока на поверхности коллектора при постоянном потенциале коллектора  $-5300$  В и варьировании потенциала второго электрода затвора в диапазоне от  $-1300$  до  $-2000$  В. Ионный ток  $50$  нА. 1 —  $(-1300)$ , 2 —  $(-1400)$ , 3 —  $(-1500)$ , 4 —  $(-1600)$ , 5 —  $(-1700)$ , 6 —  $(-800)$ , 9 —  $(-2000)$  В

При варьировании величины потенциала второго электрода затвора в диапазоне от  $-1300$  до  $-2000$  В и постоянном потенциале коллектора  $-5300$  В и ионном токе, выходящем из затвора в постоянном режиме, порядка  $50$  нА получены зависимости распределения токов по поверхности коллектора, представленные на рис. 8. При этом напряженность электрического поля в системе транспортировки изменялась от  $570$  В/см при потенциале второго электрода затвора  $-1300$  В до  $471$  В/см при потенциале второго электрода затвора  $-2000$  В. Из рис. 8 видно, что при таком проведении эксперимента максимумы токов на поверхности коллектора (структура ионного потока) имеют меньший разброс по величине. Суммарные токи для каждого значения напряженности электрического поля представлены в табл. 2.

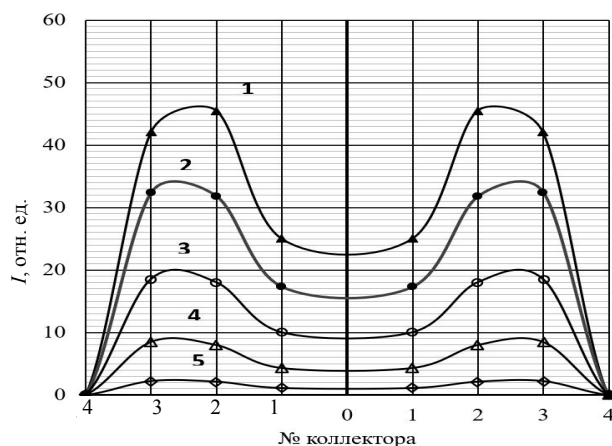
Распределение токов на поверхности коллектора, качественно похожее на представленное на рис. 3 при тех же условиях, можно получить при постоянной напряженности поля в системе транспортировки, например  $E = 428.4$  В/см, варьируя величину потенциала второго электрода затвора от  $-1200$  В и соответственно варьируя величину потенциала коллектора (рис. 9). При этом напряженность поля в системе транспортировки поддерживается постоянной  $E = 428$  В/см ( $U_{кол} - U_{зат} = const$ ), разность потенциалов между вторым электродом затвора и коллектором составляет во всех случаях  $3000$  В.

**Табл. 2.** Суммарный ток на коллекторе при разных напряженностях электрического поля

| Характеристика         | Напряженность электрического поля $E$ , В/см |     |     |     |     |     |     |     |
|------------------------|--|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
|                        | 570  | 557 | 543 | 529 | 514 | 500 | 486 | 471 |
| $I_{\Sigma}$ , отн.ед. | 3  | 4.8 | 6.1 | 6.7 | 6.6 | 6.3 | 5.8 | 5.3 |

**Рис. 9.** Распределение токов на поверхности коллектора при напряженности поля в системе транспортировки  $E = \text{const} = 428$  В/см ( $|U_{\text{кол}} - U_{2\text{зат}}| = \text{const} = 3000$  В).

1 —  $U_{\text{кол}} = -4300$ , 2 —  $U_{\text{кол}} = -4400$ , 3 —  $U_{\text{кол}} = -4500$ ,  
 4 —  $U_{\text{кол}} = -4600$ , 5 —  $U_{\text{кол}} = -4700$ , 6 —  $U_{\text{кол}} = -4800$ ,  
 7 —  $U_{\text{кол}} = -4900$ , 8 —  $U_{\text{кол}} = -5000$  В

**Рис. 10.** Полный профиль поперечного распределения токов на кольцах коллектора, построенный из распределения, представленного на рис. 3 сплошными линиями

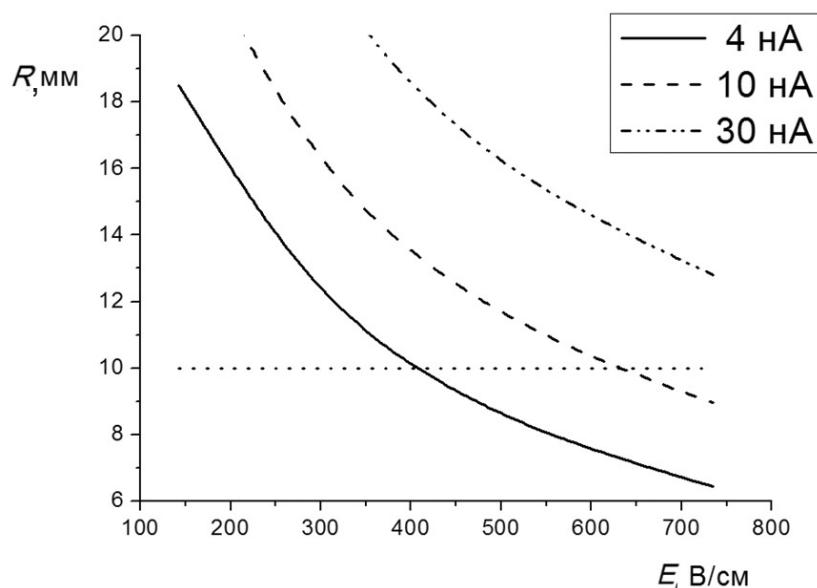
Учитывая, что коллектор состоит из кольцевых коаксиальных электродов, для наглядности можно представить распределения токов на кольцах коллектора относительно его оси (рис. 10), построенные из распределения, представленного на рис. 3. Эти кривые можно рассматривать как поперечное относительно оси ионного пучка распределение тока на кольцевые электроды коллектора. Такой ход распределения еще раз показывает сложную структуру ионного потока в плоскости коллектора, что, по-видимому, указывает на влияние объемного заряда. Этот результат практически полностью совпадает с результатом, представленным в [9].

Для определения влияния кластерообразования и относительно тяжелых ионов на распределения ионного тока в поперечном сечении пучка (в плоскости коллектора) проведены два сравнительных эксперимента — в источнике ионов находится чистый воздух и в источник ионов введены пары изопропанола, что приблизительно эквивалентно по величине коэффициента подвижности кластерному иону воды  $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_4$ . Полученные распределения ионного тока совпали практически полностью как по форме, так и по интенсивности.

#### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ И СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Оценим радиус ионного пучка, приходящего на коллектор в данных условиях, в зависимости от напряженности поля дрейфа. Начальный радиус ионного пучка равен радиусу диафрагмы ионного затвора — 1 мм. Внутренний радиус кольцевых электродов дрейфовой трубки — 10 мм. Длина дрейфовой области  $L$  составляет 70 мм, и, соответственно, время дрейфа иона от второй диафрагмы затвора до коллектора можно определить как  $t = L / (KE)$ , где  $E$  — напряженность электрического поля дрейфа, а  $K$  — коэффициент подвижности иона. Можно считать, что в наших условиях наиболее представленным ионом является водный кластер  $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_4$  с  $K = 2.09$  см<sup>2</sup>/(В·с) [12]. Расширение ионного пучка обусловлено как диффузией, так и взаимным кулоновским расталкиванием ионов. Коэффициент диффузии  $D$  выражается через коэффициент подвижности согласно соотношению Эйнштейна:  $D = K(k_B T / q)$ , где  $T$  — температура





**Рис. 11.** Теоретическая зависимость поперечного размера ионного пучка (радиуса) на коллекторе от напряженности электрического поля при длине дрейфа 70 мм и значениях тока за ионным затвором 4, 10 и 30 нА (по аналитической модели, представленной в [13]).

Радиус кольцевых электродов дрейфовой области 10 мм

газа,  $q$  — величина заряда иона,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Поскольку диффузионное поперечное уширение пучка  $dr$  равно  $(2Dt)^{1/2}$ , то при напряженности поля дрейфа  $E = 333$  В/см время дрейфа составит 4.3 мс и, соответственно,  $dr$  равно 0.22 мм. Сравнивая это значение с экспериментальными результатами, можно сделать вывод, что вклад диффузии в уширение ионного пучка является в данном случае незначительным. В условиях эксперимента [9] вклад диффузии в радиальное уширение ионного пучка оценивался на уровне 1% от его начальных поперечных размеров. В работе [13] представлена аналитическая модель, которая описывает динамику ионного облака под действием объемного заряда при движении в ион-дрейфовом спектрометре. Воспользуемся выведенным в [13] выражением, описывающим изменение радиуса ионного пучка со временем в зависимости от величины ионного тока. Полученные зависимости поперечного размера ионного пучка (радиуса) на коллекторе от напряженности электрического поля в области дрейфа длиной 70 мм при значениях тока за ионным затвором 4, 10 и 30 нА представлены на рис. 11. Видно, что чем меньше напряженность тянущего электрического поля, тем большие поперечные размеры имеет ионный пучок и тем больше будут ионные потери, поскольку значительная доля ионов будет вытеснена за пределы ионного тракта. По мере увеличения напряженности тянущего поля радиус пучка уменьшается, и при каком-то значении напряженности поля он сравняется с внутренним радиусом кольцевых электродов дрейфовой трубки (в плоскости коллектора, который перекрывает всю пло-

щадь дрейфовой трубки). Это означает, что при дальнейшем увеличении поля ионы перестанут теряться на кольцевых электродах и на коллектор попадут все ионы, прошедшие затвор (в данном случае открытый). На рис. 11 такими пороговыми значениями напряженности электрического поля дрейфа будут: при токе 4 нА — 400 В/см, при токе 10 нА — 650 В/см и при токе 30 нА — 1080 В/см. На рис. 7 представлены экспериментальные зависимости суммарных токов на коллекторе от величины напряженности электрического поля в системе транспортировки для токов 4, 10 и 30 нА. Из этих зависимостей видно, что выход на плато при токе 4 нА происходит при значении напряженности поля 350 В/см, при токе 10 нА — 600 В/см, а зависимость при токе 30 нА продолжает свой рост — согласно теоретической оценке выход на плато соответствует значению 1080 В/см, которое выходит за рамки экспериментального диапазона напряженностей поля дрейфа. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов показывает хорошее согласие. Таким образом, можно заключить, что аналитическая модель, представленная в [13], адекватно описывает динамику ионного пучка, обусловленную объемным зарядом, а экспериментально наблюдаемые зависимости объясняются кулоновским взаимодействием ионов пучка при достигаемых значениях плотности тока.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально определены свойства ионного потока в зависимости от параметров

бессеточного двухэлектродного ионного затвора и условий транспортировки ионов в области дрейфа. С помощью коллектора, состоящего из концентрических колец, исследована поперечная структура ионного потока в плоскости коллектора. Полученные распределения токов имеют характерную радиальную структуру со спадом по центру, изменяющуюся в зависимости от экспериментальных условий. Полученные поперечные распределения согласуются по профилю с результатами работ, где использовались другие источники ионов (источник  $\beta$ -частиц ( $^{63}\text{Ni}$ ) [9], электроспрей [10]) и при других параметрах систем дрейфа. Этот факт позволяет говорить об универсальности такого свойства ионного пучка в поле дрейфа. Даны теоретические оценки степени влияния объемного заряда на поперечные размеры ионного пучка в поле дрейфа. Согласие экспериментальных и теоретических результатов позволяет сделать вывод, что наблюдаемые явления обусловлены объемным зарядом.

Авторы выражают благодарность ООО "Девайс Консалтинг" за поддержку, которая позволила выполнить эту работу. Работа выполнена в рамках НИР 0074-2019-0009 (номер гос. регистрации АААА-А19-119053190069-2), входящей в состав госзадания № 075-00980-19-02 ИАП РАН

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Eiceman G.A., Karpas Z., Hill H.H.Jr.* Ion mobility spectrometry. 3rd edn. CRC Press, Boca Raton, 2013. 428 p. DOI: 10.1201/b16109
2. Курнин И.В., Краснов Н.В., Краснов М.Н. Устройство бессеточного ионного затвора. Патент на изобретение № 2766305 от 14.03.2022. Заявка № 2021105721 от 04.03.2021.
3. Курнин И.В., Краснов Н.В., Черепанов А.Г., Арсеньев А.Н., Краснов М.Н., Подольская Е.П. Характеристики бессеточного двухэлектродного ионного затвора при атмосферном давлении // Научное приборостроение. 2021. Т. 31, № 4, С. 55–70. DOI: 10.18358/np-31-4-i5570
4. Арсеньев А.Н., Алексеев Д.Н., Бельченко Г.В., Гаврик М.А., Краснов Н.В., Корякин П.С., Краснов И.А., Курнин И.В., Мяльдин Ш.У., Мурадымов М.З., Монаков А.Г., Павлов В.Г., Зверева А.В., Никитина С.Н., Подольская Е.П. Спектроскопия пептидов, белков и олигонуклеотидов из растворов методом ионной подвижности // Научное приборостроение. 2015. Т. 25, № 1. С. 17–26. URL: <http://iairas.ru/mag/2015/abst1.php#abst2>
5. Курнин И.В., Самокиш В.А., Краснов Н.В. Моделирование работы ион-дрейфового спектрометра с затвором Бредбери–Нильсена // Научное приборостроение. 2010. Т. 20, № 3. С. 14–21. URL: <http://iairas.ru/mag/2010/abst3.php#abst3>
6. *Kurnin I.V., Krasnov N.V., Semenov S.Y., Smirnov V.N.* Bradbury-Nielsen gate electrode potential switching modes optimizing the ion packet time width in an ion mobility spectrometer // International Journal for Ion Mobility Spectrometry. 2014. Vol. 17. P. 79–85.
7. *Bradbury N.E., Nielsen R.A.* Absolute values of the electron mobility in hydrogen // Phys. Rev. 1936. Vol. 49, no. 5. P. 388–392. DOI: 10.1103/PhysRev.49.388
8. *Arseniev A.N., Kurnin I.V., Krasnov N.V., Murady-mov M.Z., Yavor M.I., Pomozov T.V., Krasnov M.N.* Optimization of ion transport from atmospheric pressure ion sources. // International Journal for Ion Mobility Spectrometry. 2019. Vol. 22, no. 1. P. 31–38. DOI: 10.1007/s12127-018-0242-2
9. *Karpas Z., Eiceman G.A., Ewing R.G., Algom A., Avida R., Friedman M., Matmor A., Shahat O.* Ion distribution profiles in the drift region of an ion mobility spectrometer // Int. J. Mass Spectrometry and Ion Processes. 1993. Vol. 127. P. 95–104. DOI: 10.1016/0168-1176(93)87082-4
10. *Tang X., Bruce J.E., Hill H.H.Jr.* Characterizing electrospray ionization using atmospheric pressure ion mobility spectrometry // Anal. Chem. 2006. Vol. 78, is. 22. P. 7751–7760. DOI: 10.1021/ac0613380
11. *Siems W.F., Wu C., Tarver E.E., Hill H.H.Jr., Larsen P.R., McMinn D.G.* Measuring the resolving power of ion mobility spectrometers // Anal. Chem. 1994. Vol. 66, is. 23. P. 4195–4201. DOI: 10.1021/ac00095a014
12. Курнин И.В. Влияние ионно-молекулярных реакций на разрешение ион-дрейфового спектрометра с затвором Бредбери–Нильсена // Научное приборостроение. 2017. Т. 27, № 3. С. 90–98. URL: <http://iairas.ru/mag/2017/abst3.php#abst11>
13. Курнин И.В. Оценка влияния объемного заряда на разрешение ион-дрейфового спектрометра // Научное приборостроение, 2021. Т. 31, № 4. С. 41–54. URL: <http://iairas.ru/mag/2021/abst4.php#abst3>

**Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург** (Краснов Н.В., Курнин И.В., Арсеньев А.Н.)

**Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого** (Черепанов А.Г.)

**ООО "Девайс Консалтинг"** (Краснов М.Н.)

Контакты: Краснов Николай Васильевич,  
krasnov@alpha-ms.com

Материал поступил в редакцию 11.07.2022

# PROPERTIES OF ION BEAMS FORMED BY A GRIDLESS TWO-ELECTRODE ION SHUTTER OF AN ION MOBILITY SPECTROMETER AT ATMOSPHERIC PRESSURE.

## I. CONTINUOUS ION BEAM

Krasnov N.V.<sup>1</sup>, Kurnin I.V.<sup>1</sup>, Arseniev A.N.<sup>1</sup>, Cherepanov A.G.<sup>2</sup>, Krasnov M.N.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Analytical Instrumentation of RAS, Saint Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*St. Petersburg Polytechnic University of Peter the Great, Saint Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*Device Consulting Ltd., Saint Petersburg, Russia*

The properties of the ion flow have been experimentally determined depending on the parameters of a gridless two-electrode ion shutter and the conditions of ion transport in the drift tube. The transverse structure of the ion flow in the plane of the collector is investigated using a collector consisting of concentric rings. The resulting ion current distributions have a radial structure that varies depending on experimental conditions. Theoretical estimates are given to take into account the degree of influence of the space charge on the transverse dimensions of the ion beam in the drift field. The agreement of experimental and theoretical results allows one to conclude that the observed phenomena are caused by a space charge.

*Keywords:* gridless two-electrode ion shutter, ion transport at atmospheric pressure, ion mobility spectrometer, space charge

### INTRODUCTION

The ion shutter is an important element of the ion-drift spectrometer since it forms the initial ion pulse, which is directed to the drift region [1]. Characteristics of the ion pulse, such as the shape of the ion packet and its amplitude, determine the resolution and sensitivity of the mobility spectrometer. In [2], a gridless two-electrode design was proposed as an ion shutter for the formation of a short ion pulse in an ion-drift spectrometer. The shutter is a pair of insulated, conductive parallel diaphragms with coaxial holes. One diaphragm is powered by an independent power supply with adjustable voltage, while the other is powered by an independent pulse power supply with adjustable duration, frequency, and voltage amplitude. In the case of a closed shutter, ions get lost on the first diaphragm, since the potential of the second diaphragm is higher than the potential of the first. When the potential of the second diaphragm is lowered relative to the first, the ions pass into the drift region of the ion-drift spectrometer. An impulse decrease in this potential forms a short ion pulse. Experimental results on the formation of pulsed ion packets using a gridless two-electrode shutter are presented in [3]. Previously, the Bradbury–Nielsen grid shutter [7] was used as an ion shutter in the ion-drift spectrometer developed by us [4–6]. The disadvantages of this type of shutter are the high level of ion losses (up to 50–60%) when passing through the gate grid, the technological complexity of manufacturing its design, the breakage of threads, and the closure of adjacent threads with op-

posite potentials. A gridless two-electrode gate allows ions to pass through a diaphragm with a diameter of several millimeters without experiencing grid losses, in contrast to grid gates. This results in a higher current density and, as a result, a more pronounced impact of the space charge on the generation of the ion pulse. The space-time characteristics of the ion pulse at the exit from the drift region largely determine the resolution of the ion-drift spectrometer.

Therefore, the influence of the parameters of a gridless two-electrode ion shutter and its operation modes on the properties of the formed continuous ion flows in the space behind the shutter was considered. In the experiments, the basic experimental setup described in detail in [3] was used, and the registration of the transverse current distribution in the drift region was carried out by a detector with a common surface divided into radial bands. Earlier in [8], where corona discharge was used as an ion source, it was shown that at a distance of 50 mm from the outlet diaphragm, the continuous ion beam at atmospheric pressure has a slightly divergent form and almost completely falls on the collector plane.

Experimental study of the transverse broadening of the ion beam during drift was carried out in the works [9, 10]. In both works, a zone collector consisting of concentric rings was used for these purposes.

In [9] as an ion source, a source of  $\beta$  particles ( $^{63}\text{Ni}$ ) was used. The ion pulse was formed by the Bradbury–Nielsen gate. The duration of the gate opening pulses was 50 ms, and the ion current density was about several  $\text{pA}/\text{mm}^2$ . As a result of experiments,

a dependence of the current density distribution on the radius of the detector ring was obtained. The contribution of diffusion to radial broadening of the ion beam was estimated at 1% of the initial transverse dimensions, and it was assumed that the most likely cause of broadening was space charge. It was noted that the transverse distribution of the ion current had a characteristic structure with a decline in the center. This distribution was explained by the cylindrical design of the ion source.

In [10], an electrospray was used as an ion source, and the ion pulse was formed by a Bradbury–Nielsen gate with an opening pulse duration of 25 ms. The paper highlighted that the distribution of the ion current density across the collector rings had the form of a double-humped dependence, i.e. the central part of the collector had a lower current density value, and the maximum value was achieved on the periphery, with a complete lack of current on the outermost ring. The paper concluded that a possible reason for the appearance of a transverse structure was the effect of a space charge.

In [11], the factors that determine the resolution of an ion-drift spectrometer are considered. One of these factors is the radial inhomogeneity of the drift field due to the geometry and arrangement of drift tube rings. As a result, ions drifting along a larger radius lag behind ions from the paraxial region. Accordingly, the ion pulse recorded on the collector is broadened, which worsens the resolution of the instrument.

In [10], no loss of ions as a result of their transverse overflow are noted at a current density in the drift region of a few pA/mm<sup>2</sup>. However, with a noticeable effect of the space charge, edge ions can be pushed out of the drift region, thereby causing losses.

Thus, the purpose of the work at this stage is to study the properties of the ion flow formed by a gridless two-electrode ion shutter in a continuous mode at atmospheric pressure in a resting gas, in particular to study the transverse structure of the ion beam due to the noticeable influence of the space charge as the current density increases.

#### MODERNIZED EXPERIMENTAL SETUP FOR THE STUDY OF ION FLOWS, GENERATED BY GRIDLESS TWO-ELECTRODE ION GATE

For experimental study of the characteristics of ion flows formed by a gridless two-electrode ion shutter at atmospheric pressure in a quiescent gas (laboratory air) under normal conditions, a basic experimental setup was used, described in detail in [3]. To implement the set of experimental tasks, the device was partially modernized.

For studying the transverse structure of the ion flow in a continuous mode, a modernization of the

collector system was carried out, which includes both the collector itself and the registration system. Fig. 1 shows a photograph of a printed circuit board (PCB) collector, which is a series of flat coaxial rings.

**Fig. 1.** Upgraded collector.

Central circular electrode has a diameter of 3.5 mm, width of rings is 1 mm, distance between rings is 0.25 mm, outer ring width is 5 mm. Total collector diameter is 30 mm

In total, the collector consists of 6 identical rings 1 mm wide, an outer ring 5 mm wide and a central circular electrode with a diameter of 3.5 mm, the distance between the electrodes of the collector is 0.25 mm. The total diameter of the collector is 30 mm. The use of a collector made in the form of flat coaxial rings makes it possible to examine the transverse structure of the ion beam. On the same substrate, there is a printed circuit board for an amplifier. Fig. 2 shows the electrical connection diagram of the collector to the registration system in this design. In the basic experimental setup shown in [3], the collector is indicated by electrode 8. When describing the upgraded collector system, both borrowed and new elements introduced into the system have the same designations as in [3]. The electrodes of the upgraded collector are designated as 8 — central, 8.1 to 8.6 — coaxial rings of the same width, 8.7 — outer coaxial ring. Each of the collector electrodes is connected to a switch 32. In turn, amplifier 29 is connected in series to the output of the switch. The collector, the switch, and the amplifier are under the adjustable potential of the high stable voltage source 28 (Applied Kilovolts), the second pole of which is under the "ground" potential. The signal from amplifier 29 is fed through optocoupler isolation 30 to the input of a two-channel oscilloscope 31 (Tektronix DPO 3032).

**Fig. 2.** Electrical diagram of linking the upgraded collector to the registration system.

8 — central collector electrode; 8.1–8.6 — coaxial electrodes of collector of the same width; 8.7 — outer coaxial electrode of collector; 28 — high-voltage power supply; 29 — amplifier; 30 — optronic isolation; 31 — two-channel oscilloscope; 32 — switch

#### EXPERIMENTAL TECHNIQUE

The technique for measuring the transverse structure of the ion flow is as follows. Signals from selected electrodes of the upgraded collector are transmitted in series to amplifier 29 by means of commuta-

tor 32 and further to the record system. Obtained values of registered currents are currents coming to each specific electrode of the collector. The areas of the electrodes have different values. In order to correctly compare the distribution of ion currents over the area of the modernized collector, it is necessary to normalize the ion current to the area of a particular collector electrode. Thus, ion current values are displayed on the graph in the coordinate system (current  $I$  in relative units — ordinate, collector electrode number — abscissa) for various experimental conditions, and the parameters are the electric field strength, the inner diameter of the rings of the transporting system, the ratio of voltages on the collector electrodes to the second shutter electrode. The results of measurements depending on the experimental conditions are shown in the figures below. All measurements were performed in a resting gas at atmospheric pressure and 25 °C. In the experiment, the potential of the second shutter electrode was constant at 1200 V, and the change in the electric field strength in the transportation system was provided by a change in the collector potential, which could vary in the range from  $-1000$  to  $-5300$  V.

### RESULTS OF THE EXPERIMENT

The experiment used two geometries of the transportation system; the difference was the diameter of the diaphragms and the distance from the shutter to the collector. Fig. 3 shows (selectively) the results of measurements of the dependence of the distribution of currents over collector electrodes 8.1 to 8.6 at electric field strengths  $E_1 = 1633$  V/cm (curve 1) in the drift region of the ion beam,  $E_2 = 1333$  V/cm (not shown),  $E_3 = 1000$  V/cm (curve 3),  $E_4 = 667$  V/cm (not shown),  $E_5 = 333$  V/cm (curve (5)) for continuous ion flow and initial source current of  $1 \mu\text{A}$ .

**Fig. 3.** Current distributions over the collector electrodes for various parameters. Solid lines — for diaphragms with a diameter of 10 mm, dashed lines — 20 mm; at electric field strengths in the area of ion beam transportation length 30 mm long: 1 —  $E_1 = 1633$  V/cm, 3 —  $E_3 = 1000$  V/cm, 5 —  $E_5 = 333$  V/cm

The diameter of the hole in the second shutter electrode is 2 mm. The distance from the second shutter electrode to the collector plane is 30 mm, holes in the electrodes of the transportation system (inner diameter of drift rings) — 10 and 20 mm. As can be seen, at 10 mm the current maxima fall on the 2nd and 3rd collector electrodes. The sharp drop in current dependencies on the 4th electrode is due to the restriction of

the diverging ion beam to the diameter of the hole in the transfer electrodes already at a distance of 30 mm from the shutter. Tab. 1 shows the areas of the collector electrodes, based on which the densities of the currents coming to the collector and their distribution were determined, the inner and outer radii of the axial rings of the collector are also given.

**Tab. 1.** Collector electrode areas, inner and outer radii of axial collector rings

Fig. 4 shows the current density distribution curves on the collector electrodes with an inner diameter of drift rings of 10 mm. The pattern of current density distribution in Fig. 4 repeats the course of the dependencies shown in Fig. 3 (for inner diameter of rings of 10 mm).

**Fig. 4.** Current density distributions over 5 collector electrodes for the 10 mm diaphragm variant. Depending on the electric field strength in the transportation area: 1 —  $E_1 = 1633$ , 2 —  $E_2 = 1333$ , 3 —  $E_3 = 1000$ , 4 —  $E_4 = 667$ , 5 —  $E_5 = 333$  V/cm

Fig. 3 shows the results of measurements of ion currents arriving at the collector electrodes under the same conditions as above, but with a large diameter of holes in the electrodes of the transportation system — 20 mm. The graph shows (dashed lines) that the current maxima shifted to the 4th and 5th collector electrodes at field strengths  $E_1 = 1633$  V/cm (curve 1) and  $E_2 = 1333$  V/cm (not shown), respectively. At  $E_3 = 1000$  V/cm,  $E_4 = 667$  V/cm (not shown),  $E_5 = 333$  V/cm the dependences of currents arriving at the 3rd, 4th and 5th electrodes of the collector have a more gentle form without an accented maximum, but, accordingly, a smaller value. Thus, at high electric field strengths in the transporting system, the effect of the space charge on the scattering of the ion beam released from the shutter, decreases due to a decrease in drift time and most of it is recorded on the surface of the collector with a diameter of about 13.5 mm. With lower electric field strengths, the beam also reaches the collector on a surface with a diameter of 13.5 mm, but its intensity is several times less. By the value of currents coming to the 6th ring of the collector (Fig. 3), one can judge the intermediate efficiency of the influence of the electric field strength on the space charge. Fig. 5 shows the values of the total current coming to the collector at various electric field strengths in the transportation system.



**Fig. 5.** Changes in the total collector current depending on the electric field strength in the transportation area

To determine the influence of the value of the ion current (space charge) leaving the shutter on the ion flow, three series of measurements of the current distribution over the collector electrodes were carried out for currents leaving the shutter — 4, 10, 30 nA. The space of transfer has been increased to 70 mm, with other equal design parameters. The results of these measurements are shown in Fig. 6. It follows from the dependences presented that, for a low ion current of 4 nA leaving the shutter, the beam cross section on the collector fits into a diameter of 11 mm at electric field strengths  $E_1 = 735$ ,  $E_2 = 570$ ,  $E_3 = 430$ , and  $E_4 = 285$  V/cm in the transportation system, respectively, dependences 1–4 in Fig. 6, a. At a field strength of  $E_5 = 143$  V/cm (dependence 5), the diameter of the beam on the collector plane was about 13 mm.

**Fig. 6.** Current distribution over collector electrodes for given current values at the gate output and electric field strength in the area of ion beam transportation 70 mm long and diaphragm diameter 20 mm. Gate output current: 4 nA (a), 10 nA (б), 30 nA (в); Dependences at given electric field strengths: 1 —  $E_1 = 735$ , 2 —  $E_2 = 570$ , 3 —  $E_3 = 430$ , 4 —  $E_4 = 285$ , 5 —  $E_5 = 143$  V/cm

In this case, the values of the total ion currents for each field strength differ by no more than twofold (see Fig. 7). It follows from the obtained results that the ion current coming to the collector varies little, but has an inhomogeneous transverse structure in the collector plane.

With an increase in the currents leaving the shutter to 10–30 nA, the dependences of the current distribution over the collector surface qualitatively coincide with the results shown in Fig. 3. Fig. 7 shows the dependence of the total currents on the collector on the electric field strength in the transportation system: at a current value behind the shutter 4 nA (1), 10 nA (2), 30 nA (3). It can be seen (Fig. 7) that when the current flow behind the shutter is 4 nA, the dependence of the current on the collector on the drift field intensity changes slightly; when the current is 10 nA the dependence reaches a plateau when the sweeping field strength value exceeds 500 V/cm, and when the current is 30 nA the dependence continues to grow up to the maximum experimental field strength. The achievement of a plateau by the value of the recorded current indicates that the entire outgoing ion flow reaches the collector, since with an increase in the electric field strength, the drift time shortens and the

ion beam does not have time to expand during this time to such an extent that its transverse dimensions exceed the inner diameter of the rings of the drift tube.

**Fig. 7.** Dependences of the total current to collector on the value of electric field strength in currents transportation system for specified current values behind the gate. Drift length — 70 mm, inner diameter of drift rings — 20 mm; current behind the gate: 1 — 4 nA, 2 — 10 nA, 3 — 30 nA

When varying the value of the potential of the second shutter electrode in the range from –1300 up to –2000 V at the constant collector potential of –5300 V and value of ion current leaving the shutter in a constant mode of about 50 nA, the dependences of the distribution of currents on the collector surface are obtained, shown in Fig. 8.

**Fig. 8.** Distribution of current on the collector surface at a constant collector potential of –5300 V and varying the potential of the second gate electrode in the range of –1300 to –2000 V. Ion current 50 nA. 1 — (–1300), 2 — (–1400), 3 — (–1500), 4 — (–1600), 5 — (–1700), 6 — (–800), 9 — (–2000) V

In this case, the electric field strength in the transportation system varied from 570 V/cm (at the potential of the second shutter electrode of –1300 V) up to 471 V/cm (at the potential of the second shutter electrode of –2000 V). It can be seen in Fig. 8 that due to the experiment procedure, the current maxima on the collector surface (ion flow structure) had a smaller spread in magnitude.

The total currents for each electric field strength are shown in Tab. 2.

**Tab. 2.** Total current on the collector at different electric field strengths

The distribution of currents on the collector surface, qualitatively similar to that shown in Fig. 3, under the same conditions, can be obtained at a constant field strength in the transportation system, for example,  $E = 428.4$  V/cm, by varying the value of the potential of the second shutter electrode from –1200 V and accordingly varying the value of the collector potential (Fig. 9). The field strength in the transportation system is maintained constant  $E = 428$  V/cm ( $U_{\text{колл}} - U_{2\text{зат}} = \text{const}$ ), the potential difference between the second shutter electrode and the collector is 3000 V in all cases.

**Fig. 9.** Distribution of currents on the surface of the collector at field strength in the transportation system  $E = \text{const} = 428 \text{ V/cm}$  ( $|U_{\text{кол}} - U_{2\text{зат}}| = \text{const} = 3000 \text{ V}$ ).

1 —  $U_{\text{кол}} = -4300$ , 2 —  $U_{\text{кол}} = -4400$ , 3 —  $U_{\text{кол}} = 4500$ , 4 —  $U_{\text{кол}} = -4600$ , 5 —  $U_{\text{кол}} = -4700$ , 6 —  $U_{\text{кол}} = -4800$ , 7 —  $U_{\text{кол}} = -4900$ , 8 —  $U_{\text{кол}} = -5000 \text{ V}$

Considering that the collector consists of circular coaxial electrodes, for clarity, it is possible to present current distributions over the rings of the collector relative to its axis (Fig. 10), constructed from the distribution shown in Fig. 3. These curves can be considered as the current distribution over the ring electrodes of the collector, transverse to the ion beam axis. This course of distribution once again shows the complex structure of the ion flow in the collector plane, which seems to indicate the influence of the space charge. This result almost completely coincides with the result presented in [9].

**Fig. 10.** The full profile of the transverse distribution of currents over the collector rings, constructed from the distribution shown in Fig. 3 by solid lines

Two comparative experiments were carried out to determine the effect of cluster formation and relatively heavy ions on ion current distributions in the beam cross section (in the collector plane) — pure air is in the ion source and isopropanol vapors are introduced into the ion source (isopropanol vapors are approximately equivalent in terms of the mobility coefficient to the cluster water ion  $\text{H}^+(\text{N}_2\text{O})_4$ ). The obtained ion current distributions coincided almost completely, both in form and intensity.

#### THEORETICAL ASSESSMENTS AND COMPARISON WITH EXPERIMENTAL RESULTS

Let us estimate the radius of the ion beam arriving on the collector under these conditions, depending on the strength of the drift field. The initial radius of the ion beam is equal to the radius of the diaphragm of the ion shutter — 1 mm. The inner radius of the circular electrodes of the drift tube is 10 mm. The length of the drift region  $L$  is 70 mm and accordingly the drift time of the ion from the second shutter diaphragm to the collector can be defined as  $t = L / (KE)$ , where  $E$  is the drift electric field strength and  $K$  is the ion mobility coefficient. It can be considered that under our conditions the most represented ion is the aqueous cluster  $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_4$  with  $K = 2.09 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$  [12]. The expansion of the ion beam is due to both diffusion and mu-

tual Coulomb repulsion of the ions. The diffusion coefficient  $D$  is expressed through the mobility coefficient according to the Einstein ratio:  $D = K (k_B T / q)$ , where  $T$  is the gas temperature,  $q$  is the ion charge value,  $k_B$  is the Boltzmann constant. Since the diffusion transverse broadening of the beam  $dr$  is equal to  $(2Dt)^{1/2}$ , then at the drift field strength  $E = 333 \text{ V/cm}$ , the drift time will be 4.3 ms and, accordingly,  $dr$  is 0.22 mm. Comparing this value with the experimental results, it can be concluded that the contribution of diffusion to the broadening of the ion beam insignificant is in this case. Under experimental conditions [9], the diffusion contribution to radial broadening of the ion beam was estimated at 1% of its initial transverse dimensions. In [13] an analytical model is presented that describes the dynamics of an ion cloud under the action of a space charge during movement in an ion-drift spectrometer. We use the expression derived in [13], describing the change in the radius of the ion beam over time depending on the value of the ion current. Fig. 11 presents the obtained dependences of the transverse dimension of the ion beam (radius) over the collector on the electric field strength in the drift area with a length of 70 mm at current values behind the ion shutter 4, 10 and 30 nA.

**Fig. 11.** Theoretical dependence of the transverse dimension of the ion beam (radius) over the collector on the electric field strength at a drift length of 70 mm and values of current behind the ion gate 4, 10 and 30 nA (according to the analytical model presented in [13]). Radius of the ring electrodes of the drift region is 10 mm

It can be seen that the lower the sweeping field strength, the larger the transverse dimensions the ion beam has and the greater the ion losses, since a significant proportion of the ions is forced out of the ion path. As the sweeping field strength increases, the radius of the beam decreases, and at some value of the field strength, it becomes equal to the inner radius of the circular electrodes of the drift tube (in the plane of the collector, which covers the entire area of the drift tube). This means that with a further increase in the field, the ions will no longer get lost on the ring electrodes and all ions that have passed the shutter (in this case, open) will fall on the collector. On Fig. 11, such threshold values of the drift electric field strength are: at a current of 4 nA — 400 V/cm, at a current of 10 nA — 650 V/cm and at a current of 30 nA — 1080 V/cm. Fig. 7 shows experimental dependences of the total currents on the collector on the value of the electric field strength in the transportation system for currents of 4, 10 and 30 nA. It can be seen from these dependences that plateau at a current of 4 nA occurs at a field strength of 350 V/cm, at a current of

10 nA — 600 V/cm, and at a current of 30 nA the dependence continues its growth according to the theoretical assessment. The plateau corresponds to the value of 1080 V/cm, which is beyond the experimental range of drift field strengths. A comparison of theoretical and experimental results shows good agreement. Thus, it can be concluded that the analytical model presented in [13] adequately describes the dynamics of the ion beam due to the space charge, and the experimentally observed relationships are explained by the Coulomb interaction of the beam ions at the achieved current density values.

### CONCLUSIONS

The work experimentally determines the properties of the ion flow depending on the parameters of the gridless two-electrode ion shutter and ion transport conditions in the drift region. The transverse structure of the ion flow in the collector plane was investigated using a collector consisting of concentric rings. The obtained current distributions have a characteristic radial structure that has a decline in the center and varies depending on the experimental conditions. The obtained transverse distributions are consistent in the profile with the results of studies, in which other sources of ions (source of  $\beta$  particles ( $^{63}\text{Ni}$ ) [9], electrospray [10]) and other parameters of drift systems were used. This fact allows us to speak about the versatility of such a property of an ion beam in a drift field. Theoretical estimates of the degree of influence of the volume charge on the transverse dimensions of the ion beam in the drift field are given. The agreement of experimental and theoretical results allow one to conclude that the observed phenomena are due to the space charge.

### REFERENCES

1. Eiceman G.A., Karpas Z., Hill H.H.Jr. *Ion mobility spectrometry. 3rd edn.* CRC Press, Boca Raton, 2013. 428 p. DOI: 10.1201/b16109
2. Kurnin I.V., Krasnov N.V., Krasnov M.N. *Ustroistvo bes-setochnogo ionnogo zatvora*. Patent RF no. 2766305. [Patent for the device for Screen-Free Ion Gate Device]. Prioritet 04.03.2021. (In Russ.)
3. Kurnin I.V., Krasnov N.V., Arseniev A.N., Cherepanov A.G., Krasnov M.N., Podolskaya E.P. [Characteristics of a gridless two-diaphragm ion gate at atmospheric pressure]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2021, vol. 31, no. 4, pp. 55–70. DOI: 10.18358/np-31-4-i5570 (In Russ.)
4. Arseniev A.N., Alekseev D.N., Belchenko G.V., Gavrik M.A., Krasnov N.V., Koryakin P.S., Krasnov I.A., Kurnin I.V., Myaldzin Sh.U., Muradymov M.Z., Monakov A.G., Pavlov V.G., Zvereva A.V., Nikitina S. N., Podolskaya E.P., S. S. Prisyach E.P., Semenov S.Yu., Krasnov M.N., Samokish A.V. [Spectroscopy of peptides, proteins and oligonucleotides from solutions by ion mobility *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2015, vol. 25, no. 1, pp. 17–26. DOI: 10.18358/np-25-1-i1726 (In Russ.)
5. Kurnin I.V., Samokish A.V., Krasnov N.V. [Simulation of the operational mode of ion mobility spectrometer with Bradbury–Nielsen ion gate]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2010, vol. 20, no. 3, pp. 14–21. URL: <http://iairas.ru/mag/2010/abst3.php#abst3> (In Russ.)
6. Kurnin I.V., Krasnov N.V., Semenov S.Y., Smirnov V.N. Bradbury-Nielsen gate electrode potential switching modes optimizing the ion packet time width in an ion mobility spectrometer. *International Journal for Ion Mobility Spectrometry*, 2014, vol. 17, pp. 79–85. DOI: 10.1007/s12127-014-0152-x
7. Bradbury N.E., Nielsen R.A. Absolute values of the electron mobility in hydrogen. *Phys. Rev.*, 1936, vol. 49, no. 5, pp. 388–392. DOI: 10.1103/PhysRev.49.388
8. Arseniev A.N., Kurnin I.V., Krasnov N.V., Muradymov M.Z., Yavor M.I., Pomozov T.V., Krasnov M.N. Optimization of ion transport from atmospheric pressure ion sources. *International Journal for Ion Mobility Spectrometry*, 2019, vol. 22, no. 1, pp. 31–38. DOI: 10.1007/s12127-018-0242-2
9. Karpas Z., Eiceman G.A., Ewing R.G., Algom A., Avida R., Friedman M., Matmor A., Shahat O. Ion distribution profiles in the drift region of an ion mobility spectrometer. *Int. J. Mass Spectrometry and Ion Processes*, 1993, vol. 127, pp. 95–104. DOI: 10.1016/0168-1176(93)87082-4
10. Tang X., Bruce J.E., Hill H.H.Jr. Characterizing electrospray ionization using atmospheric pressure ion mobility spectrometry. *Anal. Chem.*, 2006, vol. 78, is. 22, pp. 7751–7760. DOI: 10.1021/ac0613380
11. Siems W.F., Wu C., Tarver E.E., Hill H.H.Jr., Larsen P.R., McMinn D.G. Measuring the resolving power of ion mobility spectrometers. *Anal. Chem.*, 1994, vol. 66, is. 23, pp. 4195–4201. DOI: 10.1021/ac00095a014
12. Kurnin I.V. [Influence of ion-molecular reactions on a resolving power of ion mobility spectrometer with Bradbury–Nielsen gate]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2017, vol. 27, no. 3, pp. 90–98. DOI: 10.18358/np-27-3-i9098 (In Russ.)
13. Kurnin I.V. [Estimation of space charge influence on resolution of ion-mobility spectrometer]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2021, vol. 31, no. 4, pp. 41–54. DOI: 10.18358/np-31-4-i4154 (In Russ.)

Contacts: *Krasnov Nikolay Vasil'evich*, krasnov@alpha-ms.com

Article received by the editorial office on 11.07.2022