

**EXPERIMENTAL RESEARCH AND END-TO-END SIMULATION
OF THE MINIATURE LINEAR ACCELERATOR**

Nikita Vadimovich Mamedov^{1, 2a}, *Aleksandr Sergeevich Rokhmanenkov*¹,
*Ilya Aleksandrovich Kanshin*¹, *Sergei Pavlovich Maslennikov*^{1, 2},
*Mikhail Sergeevich Lobov*¹, *Artem Aleksandrovich Solodovnikov*³

¹ Dukhov Automatics Research Institute (VNIIA), Sushevskaya str. 22, 127055, Moscow, Russia

² National Research Nuclear University, Moscow Engineering Physics Institute, Kashirskoye road 31, 115409, Moscow, Russia

³ Moscow Institute of Physics and Technology, Institutsky lane 9, 117303, Moscow, Russia

^a m_nikitos@mail.ru

ABSTRACT

In this paper, an experimental study of a miniature linear accelerator with Penning ion source was carried out. Experimental equipment and measurement methods are described in detail. The MLA operating characteristics are determined – the current waveforms amplitude-time characteristics (discharge and extraction currents) are measured. The neutron flux and the extraction current dependences on the discharge current at various accelerating voltage are obtained. The paper also considers end-to-end simulation MLA by PIC (Particle-In-Cell) with MCC (Monte-Carlo Calculation) implemented in the Tech-X VSim 9.0 software. On the first stage, gas discharge in the penning ion source is simulated and its quasi stationary mode is determined. On the second stage, the following processes were simulated: a) charge particles motion in ion-optical system (IOS) of MLA (taking into account kinetic processes), b) sputtering of MLA elements, c) thermal desorption of hydrogen ions under the ion radiation influence. The result of simulation is obtaining dependences of neutron yield on time and of neutron on target current, as well as validation with experimental data.

KEYWORDS

Penning ion source; miniature linear accelerator; discharge amplitude time characteristic; end-to-end simulation; particle-in-cell.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И СКВОЗНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
МИНИАТЮРНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ**

Никита Вадимович Мамедов^{1, 2a}, *Александр Сергеевич Рохманенков*¹,
*Илья Александрович Каншин*¹, *Сергей Павлович Масленников*^{1, 2},
*Михаил Сергеевич Лобов*¹, *Артем Александрович Солодовников*³

¹ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Россия, 127055, Москва, ул. Сушевская, 22

² Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

³ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, 117303, Москва, Институтский пер., 9

^a m_nikitos@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В данной работе проведено экспериментальное исследование миниатюрного линейного ускорителя (МЛУ) с пеннинговским ионным источником. Определены рабочие характеристики МЛУ – измерены амплитудно-временные характеристики токовых всплесков (разрядного и вытягиваемого токов). Получены зависимости нейтронного потока и вытягиваемого токов от тока разряда при различных ускоряющих напряжениях. Также в работе рассматривается сквозное моделирование МЛУ методом PIC (Particle-In-Cell) и MCC (Monte-Carlo Calculation), реализованном в программном пакете Tech-X VSim 9.0. Отдельно происходит моделирование горения газового разряда в источнике Пеннинга и выход его на квазистационарный режим. После чего расчет движения заряженных частиц в ионно-оптической системе (ИОС) МЛУ с учетом кинетических процессов, распыление элементов МЛУ, расчет нагревания мишени и термодесорбции ионов водорода под воздействием ионного облучения. Конечным итогом моделирования является получение зависимости выхода нейтронов от времени и нейтронного потока от тока на мишень, а также валидация с экспериментальными данными.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

Пеннинговский ионный источник; миниатюрный линейный ускоритель; амплитудно-временные характеристики разряда; сквозное моделирование; PIC.

Введение

Миниатюрный линейный ускоритель (МЛУ) условно можно разделить на три основных элемента: источник ионов (ИИ), ионно-оптическую систему (ИОС) и мишенный узел, собранные в герметичном корпусе [1]. Традиционно, одним из основных типов ИИ, применяемых для создания МЛУ, является источник пеннинговского типа. В 1937 г. Ф. М. Пеннинг и Д. Х. Мойбис впервые предложили использовать разряд в скрещенных $E \times H$ полях в ионных источниках для осуществления ядерной D-D реакции и получения нейтронов [2]. пеннинговский ионный источник (ПИИ) состоит из цилиндрического анода и двух дисковых катодов, находящихся под отрицательным потенциалом относительно анода, помещенных в продольное (направленное параллельно оси системы) магнитное поле. Магнитное поле в ПИИ МЛУ обычно создается с помощью магнитных цилиндров или колец, установленных снаружи корпуса. В одном

из катодов (чаще именуемом антикатодом) проделано экстрагирующее отверстие. Далее в МЛУ расположены фокусирующий, ускоряющий электроды и нейтронообразующая мишень, находящиеся под высоким (относительно катодов) отрицательным потенциалом и гальванически развязанные от ионного источника с помощью высоковольтного изолятора. Принципиальная схема МЛУ представлена на рис. 1.

Целью данной работы являлось не только экспериментальное исследование и определение рабочих характеристик газонаполненной нейтронной трубки с ПИИ, но полное сквозное моделирование всех физических процессов, происходящих внутри данного прибора, а также сравнение и валидация численного расчета с результатами эксперимента.

1. Экспериментальные результаты

Все экспериментальные измерения можно разделить на три блока: эксперименты,

связанные с ПИИ, исследование ионно-оптической системы и измерение потока нейтронов. Основной задачей экспериментальных исследований ПИИ было определение оптимальных режимов горения газового разряда, при которых достигаются необходимые значения разрядного/вытягиваемого токов, а также максимальная энергоэффективность источника ионов. Работы по исследованию ионно-оптической системы были необходимы для наиболее равномерного распределения тока ионов на мишени.

Составные части МЛУ уже исследовались на различных экспериментальных установках [3–7]. В данных работах подробно описаны и экспериментальные установки. В данной работе аналогичным образом проходили измерения и всего МЛУ в сборе. Измерялись основные параметры МЛУ: АВХ

и ВАХ разрядных и вытягиваемых токов, параметры нейтронного выхода и времени работы. Для измерения нейтронов использовался ИНПА (измеритель плотности потока нейтронов автоматизированный) [8]. Измеренная плотность нейтронного потока затем пересчитывалась в нейтронный поток с учетом расстояния от мишени до детектора (150 мм). Калибровка измерений ИНПА проводилась по активационной методике с помощью калиброванных медных пластин. Погрешность ИНПА в измерении нейтронного потока при этом составляет 12%.

В качестве примера работы запаянного D-T МЛУ на рис. 2 представлены некоторые осциллограммы токовых вспышек. Эксперименты проходили при импульсной подаче анодного напряжения с частотой 10 кГц, длительностью 30 мкс и амплитудой 2 кВ.

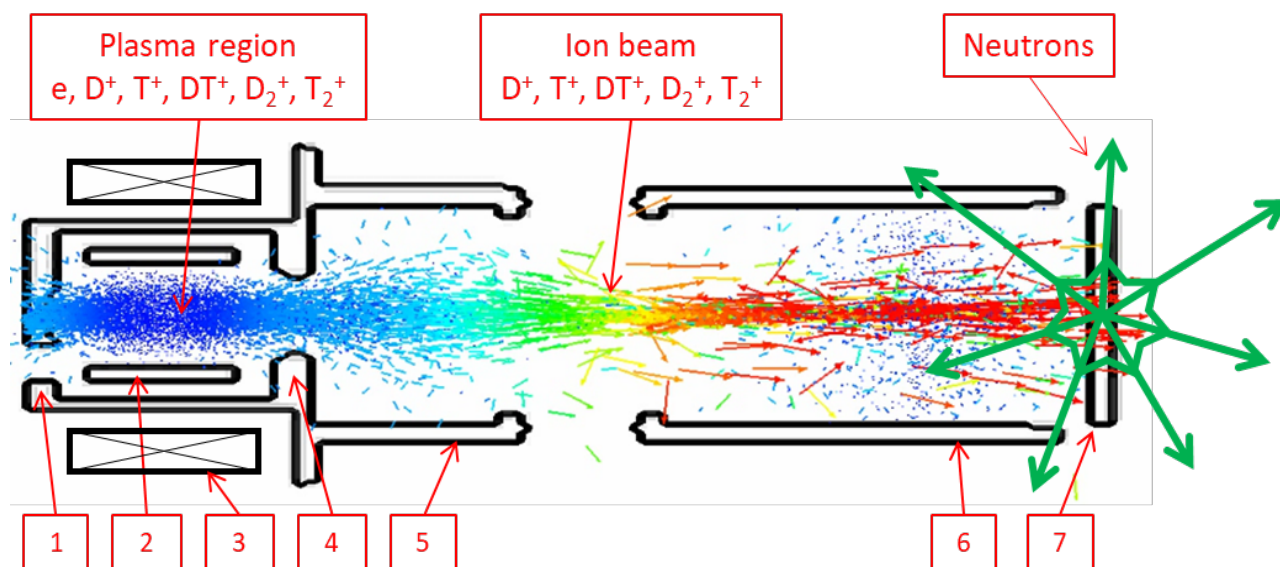


Рис. 1. Принципиальная схема МЛУ:

1 – катод; 2 – анод; 3 – магниты; 4 – антикатод;
5 – фокусирующий электрод; 6 – ускоряющий электрод; 7 – мишень.
Пример моделирования горения разряда в ПИИ и движения ионов в ИОС

Fig. 1. Schematic diagram of Miniature Linear Accelerator:
1 – cathode; 2 – anode; 3 – magnets; 4 – anticathode;
5 – focusing electrode; 6 – accelerating electrode; 7 – target.
End-to-end simulation example

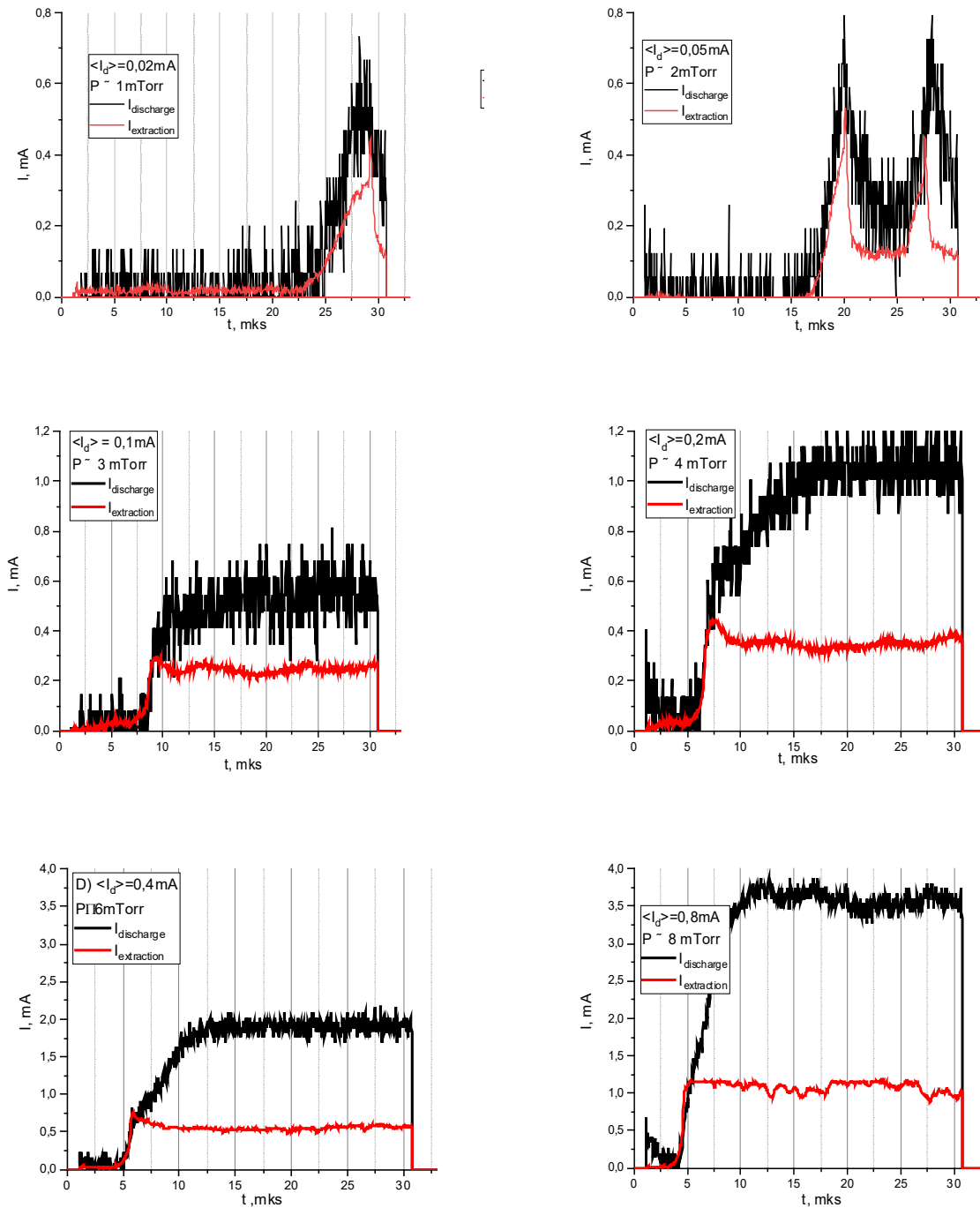


Рис. 2. Примеры токовых осциллограмм (при ускоряющем напряжении 80 кВ)

Fig. 2. Examples of current wave forms (accelerating voltage 80 kV)

Полученные осциллограммы сравнивались с ранее полученными в работах [4–6], в которых на полностью идентичном дейтериевом макете МЛЮ имелась возможность

контролировать давление внутри источника. Следует обратить внимание, что анодный ток на плато эквивалентен току в непрерывном (стационарном) режиме питания

при идентичном давлении газа [4, 5]. На осциллограммах рис. 2 указаны средние значения тока разряда и значения давления внутри ПИИ. Таким образом, произведена калибровка величины давления внутри МЛУ по величине тока разряда в ПИИ при импульсном режиме питания. Как видно, области рабочих давлений $0,8 < P < 8$ мТорр, при этом можно выделить четыре характерные зоны. Ниже 0,8 мТорр разряд не зажигается при импульсном режиме питания, в диапазоне от 0,8 до 2 мТорр разряд не стабилен, осциллограммы могут иметь 1–2

треугольных выброса тока. При давлениях от 2 до 6 мТорр разряд стабильно горит, осциллограммы имеют «постоянную» прямоугольную форму, ток разряда при увеличении давления линейно растет. При давлениях выше 8 мТорр происходит резкое (экспоненциальное) повышение тока разряда (до значений выше 10 мА). На основании полученных данных построены зависимости нейтронного потока при различных ускоряющих напряжениях и тока трубки (вытягиваемый ток) от тока разряда (рис. 3).

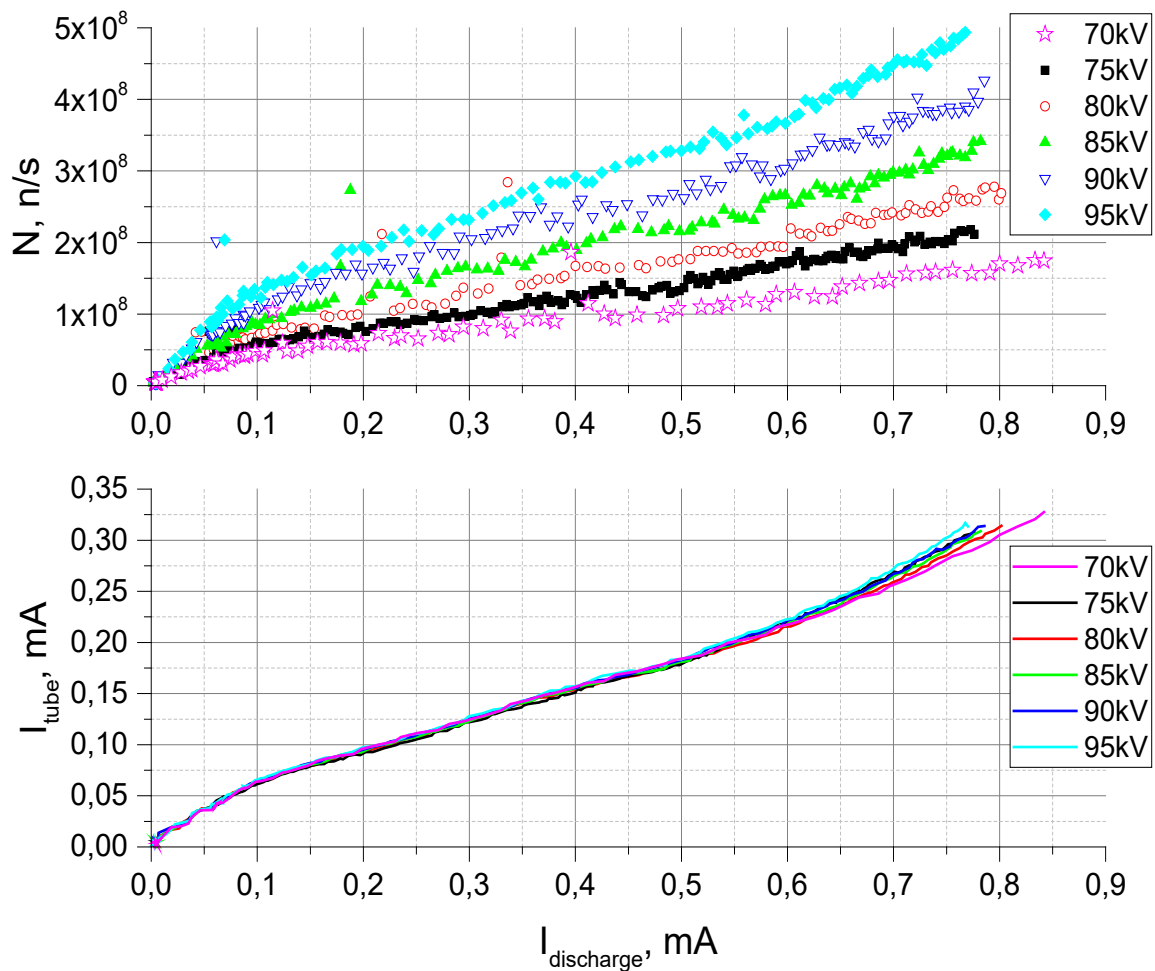


Рис. 3. Зависимость нейтронного потока и тока трубки от тока разряда

Fig. 3. Dependence of neutron flux and tube on discharge current

2. Описание сквозной модели расчета МЛУ

В данной работе рассматривается также сквозное моделирование МЛУ. Моделирование основано на методе частиц в ячейках (Particle-In-Cell, или PIC), реализованном в программном пакете Tech-X VSim9.0 [9]. Для моделирования кинетических процессов в газоразрядной плазме использовался метод столкновения Монте-Карло (Particle-In-Cell/Monte-Carlo-Collision). Из-за трудоемкости метода PIC-MCC полное сквозное моделирование МЛУ состоит из трех этапов:

1. Моделирование ПИИ (с использованием Tech-XVSim, PIC-3D). Моделирование начала горения газового разряда в источнике Пеннинга и выход его на квазистационарный режим.

2. Моделирование ИОС (с использованием Tech-X VSim, PIC-3D, SRIM). Расчет движения заряженных частиц в ионно-оптической системе (ИОС) МЛУ с учетом кинетических процессов, распыление элементов МЛУ.

3. Моделирование нейтронообразования (с использованием Open FOAM, SRIM, Geant4+ TPT). Расчет нагревания мишени и диффузии/термодесорбции ионов водорода под воздействием ионного облучения, а также моделирование зависимости выхода нейтронов от времени.

После того, как процессы в ПИИ выйдут на квазистационарный режим (обычно требуется от 5 до 10 мкс), распределения всех полей и заряженных частиц в разряде Пеннинга используются для расчета всей МЛУ. При этом сквозным образом моделируется полная геометрия МЛУ (с ПИИ). Данная процедура позволяет сократить расчетное время, поскольку существенно (в 2–3 раза) уменьшается расчетная сетка.

2.1. Описание моделирование горения разряда в ПИИ

Метод частиц в ячейке вводит понятие макрочастицы (вычислительная частица, ко-

торая имитирует поведение большого количества реальных частиц плазмы – электронов или ионов) [9]. Макрочастицы следуют траектории движения реальных частиц в плазме, поскольку сила Лоренца зависит только от отношения заряда к массе [10]. Движение макрочастиц изменяет распределение электромагнитного поля в системе. Весь процесс моделирования является самосогласованным [11], т.е. решается уравнение Пуассона в электростатическом приближении, после чего происходит расчет траекторий макрочастиц в измененном электростатическом поле. Для численного решения задачи газового разряда Пеннинга использовалась численная модель на основе 3D электростатического метода PIC-MCC. Поскольку, как показано в работах [11, 12], эффекты, возникающие при горении высоковольтного газового разряда в источнике Пеннинга, трехмерные. Использование 3-х мерной геометрии обусловлено возникновением неустойчивости горения плазменного разряда при определенных условиях (при изменении давления смеси, анодного напряжения или магнитного поля).

Чтобы кратко охарактеризовать численные методы и подходы, которые использовались в компьютерной реализации вышеупомянутого метода PIC-MCC, рассмотрим вычислительный цикл; один шаг по времени представляет собой следующий замкнутый цикл:

- интегрирование уравнения Пуассона для расчета электрического поля (расчет на сетке);
- интерполяция электрического поля в места нахождения заряженных частиц;
- интегрирование уравнения движения частиц;
- учет граничных процессов с участием частиц;
- моделирование кинетических процессов методов Монте-Карло;
- расчет плотности заряда на сетке.

Характерные размеры источника Пеннинга, применяемые в ГНТ, порядка не-

скольких сантиметров, напряжение на аноде в диапазоне от 1 до 2,5 кВ, давление дейтерий-третиевой смеси порядка 1–10 мТорр, максимальное магнитное поле до 2000 Гс. При таких параметрах разряда Пеннинга следует ожидать характерные значения электронной температуры $T_e \sim 5 \div 15$ эВ с максимальной концентрацией электронов n_e до 10^{17} м^{-3} . Зная магнитное поле, характерные значения температуры электронов и их концентрацию, мы можем оценить: радиус Дебая (λ_D), плазменную частоту электронов (ω_{pe}), циклотронную частоту электронов (ω_{ce}). Эти значения накладывают ограничение на размер сетки и шаг по времени для метода PIC-MCC [13, 14].

Предварительные расчеты показали (см. [15]), что для корректной работы метода PIC-MCC количество макрочастиц в кубе Дебая ($n_D = n \cdot \lambda_D^3$, где n – концентрация заряженных частиц) должно быть выше 10 и может доходить до сотен и тысяч. Используя минимальное значение ($n_D = 10$), а также характерные значения газоразрядной плазмы Пеннинга, можно оценить максимальное значение веса макрочастицы (N_{PIM} – число реальных частиц в одной макрочастице) для корректной работы PIC-MCC:

– при $T_e = 10$ эВ и $n_e = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ получаем:
 $N_{PIM} < 13000$;
 – при $T_e = 10$ эВ и $n_e = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ получаем:
 $N_{PIM} < 4100$.

Для расчетов использовались структурированные прямоугольные сетки. Вычислительная сетка является равномерной (без утолщения). Размер ячейки для трехмерных расчетов составлял 0,25 мм. Временной шаг составлял 5 пс. Данные параметры расчета удовлетворяют всем условиям устойчивости PIC-MCC метода. Вес макрочастиц составлял $N_{PIM} = 5000$ реальных. Были учтены три вида макрочастиц при моделировании: электроны e^- , молекулярные ионы D_2^+ и атомарные ионы D^+ .

Поскольку плазма в разряде Пеннинга близка к электронейтральной, то в начале численного моделирования в цилиндри-

ческую область анода помещалось ~ 30000 электронов и ~ 30000 ионов D_2^+ (начальная плотность атомарных ионов D^+ была равна нулю). Такое количество макрочастиц соответствует начальной плотности $\sim 4 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$, что на несколько порядков ниже, чем ожидается при активном горении газового разряда (до $5 \cdot 10^{16} \div 10^{17} \text{ м}^{-3}$). Это обусловлено стремлением минимизировать влияние начальных условий на полученный результат. Скорости макрочастиц задавались с использованием распределения Максвелла при температуре 300 К. Поскольку для дейтерия сечений различных кинетических процессов гораздо меньше, то использовались сведения по кинетическим процессам для водорода. Данные по сечению для этих процессов были взяты из [16–20]. Элементарные кинетические процессы, которые учитывались:

- упругое рассеяние электронов на молекулах H_2 ($e^- + H_2 \rightarrow e^- + H_2$);
- ионизация молекул H_2 электронами ($e^- + H_2 \rightarrow H_2^{++} + 2e^-$);
- перезарядка H^+ на молекулах H_2 ($H^+ + H_2 \rightarrow H + H_2^+$);
- импульсный обмен H^+ с молекулами H_2 ($H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H_2$);
- ударная ионизация молекул H_2 ионами H^+ ($H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H_2^+ + e^-$);
- перезарядка H_2^+ на молекулах H_2 ($H_2^+ + H_2 \rightarrow H_2 + H_2^+$);
- импульсный обмен H_2^+ с молекулами H_2 ($H_2^+ + H_2 \rightarrow H_2^+ + H_2$);
- ударная ионизация молекул H_2 ионами H_2^+ ($H_2^+ + H_2 \rightarrow H_2^+ + H_2^+ + e^-$);
- ионизация молекул H_2 электронами с образованием H^+ ($e^- + H_2 \rightarrow H^+ + H + 2e^-$).

В программном коде Tech-X VSim 9.0 существует модель ионно-электронной эмиссии для нержавеющей стали, верифицированная на множестве экспериментов. Поэтому при моделировании источника Пеннинга для электродов, сделанных из нержавеющей стали и ковара, использовалась именно эта модель.

В данных расчетах распределение z-компоненты магнитного поля вдоль оси

симметрии разрядной камеры задавалось в соответствии с экспериментально измеренными [6], при этом полагалось, что $B_r = 0$.

2.2. Описание моделирование движения ионов в ИОС

После выхода процессов, происходящих в источнике Пеннинга, на квазистационарный режим, сквозным образом моделируется полная геометрия ГНТ (с источником Пеннинга включительно). Для этого сохраняются все распределения заряженных частиц и полей в пеннинговском разряде в некоторый момент времени и используются в новом расчете всей геометрии МЛУ.

Временной шаг был уменьшен из-за особенностей численной реализации TechXVSim, поскольку заряженные частицы не должны за один временной шаг пролетать больше, чем длинна одной ячейки. При полном моделировании МЛУ энергия заряженных частиц может достигать ~ 100 кэВ (напряжение между анодом и мишенью), в то время как в источнике максимальная энергия заряженных частиц ограничена напряжением между анодом и катодом.

Также при моделировании учитывалась вторичная ион-электронная эмиссия с поверхности мишени. В результате создается эмиссионный ток электронов. Для подавления электронного тока в мишенном узле создается однородное магнитное поле напряженностью $B = 1000$ Гс, перпендикулярное оси МЛУ. Также учитывалось влияние остаточной газовой среды на движении ионного пучка в ИОС аналогично в [21]. При движении ускоренного пучка ионов в ИОС МЛУ происходит потеря части ионов за счет взаимодействия с газовой средой ГНТ. Из многочисленных процессов, протекающих при взаимодействии ионов D^+ , T^+ , D_2^+ , T_2^+ и DT^+ с рабочим газом нейтронной трубки (D_2 , T_2), можно выделить такие, как 1) нейтрализация ускоренных ионов («подхват» электронов),

2) ионизация газа ускоренными ионами, 3) упругое рассеяние на газе, 4) резонансная перезарядка.

С учетом описанных условий в результате моделирования получается зависимость плотности распределения тока ионов от радиуса на мишени и полный ток ионов.

2.3. Описание моделирование нейтронообразования в мишени

Зная зависимость плотности распределения тока ионов от радиуса на мишени, можно рассчитать задачу нагрева мишени и термодесорбции ионов водорода под воздействием ионного пучка, а также моделирование зависимости выхода нейтронов от времени.

Расчет нейтронов был осуществлен в открытом пакете Geant4 [22] с библиотекой CHIPS+TPT, разработанной во ФГУП «ВНИИА» [23]. Данный программный пакет рассчитывает различные ядерные взаимодействия методами Монте-Карло. Библиотека CHIPS+TPT использовалась для моделирования реакций D-D, D-T, T-T с выходом нейтронов. В качестве мишени использовался стехиометрический дигидрид титана с равной концентрацией дейтерия и трития ($TiDT$) толщиной 2–4 мкм. При моделировании варьировались энергия пучка ионов от 20 до 100 кэВ, также учитывался состав пучка (по результатам моделирования отношение тока атомарных ионов к току молекулярных ионов изменялось от 5% до 15%, что советует экспериментальным данным [3]). Также учитывался следующий состав тока молекулярных ионов: 50% – DT^+ , 25% – D_2^+ , 25% – T_2^+ . Таким образом:

$$I = \alpha \cdot (0,5 \cdot I_{D^+} + 0,5 \cdot I_{T^+}) + (1-\alpha) \cdot (0,5 \cdot I_{DT^+} + 0,25 \cdot I_{T_2^+} + 0,25 \cdot I_{D_2^+}),$$

где I – полный ток ионов на мишень; α – доля тока атомарных ионов в полном токе; I_{D^+} – ток атомарных дейтронов; I_{T^+} – ток атомар-

ных тритонов; I_{DT^+} – ток молекулярных ионов DT^+ ; $I_{D_2^+}$ – ток молекулярных дейтронов D_2^+ ; $I_{T_2^+}$ – ток молекулярных тритонов T_2^+ .

При нагревании геттера с равным содержанием D/T происходит десорбция дейтерий-тритиевой смеси, а поскольку десорбируют в основном молекулы, (атомарная десорбция энергетически невыгодна), то в результате состав рабочего газа в НТ будет следующий: $DT \sim 50\%$, $D_2 \sim 25\%$, $T_2 \sim 25\%$. То есть преобладать будет в основном газ DT. В МЛУ основную часть тока на мишень составляют молекулярные ионы ($\sim 90\%$ всего тока, приходящего на мишень) [3]. При этом попадание двух молекулярных ионов DT^+ с энергией 90 кэВ дает другое количество нейтронов, нежели попадание молекулярных ионов D^+ и T^+ с той же энергией. Поскольку энергия связи иона DT порядка нескольких эВ, а кинетическая энергия ~ 100 кэВ, то при попадании такого иона в мишень он сразу же распадается и в дальнейших ядерных реакциях участвуют уже ионы D и T отдельно друг от друга. При этом энергия между D и T будет перераспределяться согласно их массам.

При расчете зависимости нейтронного потока от времени учитывалось распыление мишени падающим пучком частиц с помощью моделирования, использовался пакет SRIM [25]. Учет процессов диффузии и термодесорбции D, T из мишени в процессе работы выполнен с помощью программы OpenFOAM [26].

3. Сравнение экспериментальных результатов и численного моделирования

Как видно из осциллограмм (см. рис. 2), в одном случае ток разряда выходит на стационарный режим и больше не меняется со временем. В другом наблюдаются характерные пики в токе разряда. Данные пики свидетельствуют о неустойчивости горения разряда. Периодичность возникновения пиков составляет порядка нескольких μs . При этом

такие квазистационарные режимы горения разряда наблюдаются при изменении давления и/или магнитного поля [5, 24].

Анализ результатов моделирования источника Пеннинга в аналогичной постановке [4–6] показывает, что здесь так же наблюдаются два квазистационарных режима горения источника ионов: «осциллирующий» (такой тип неустойчивости называют еще «дыхательные моды») и «стационарный». На рис. 4, а и б представлены распределения объемной плотности заряда (ρ) в разные моменты времени для ПИИ и зависимость тока разряда от времени для указанных случаев.

Распределение объемного заряда в разные моменты времени для «осциллирующего» («дыхательные моды») режима показано на рис. 4, а. Здесь можно выделить следующие стадии:

1. Постепенное накопление объемного заряда. Электроны распределены достаточно равномерно с небольшим увеличением концентрации в центральной части анода. Ионы распределены преимущественно в центре анода в форме цилиндра радиусом $\sim 1-2$ мм с достаточно расплывчатыми краями.

2. Быстрый рост числа частиц и резкое накопление объемного заряда. Электроны занимают практически весь объем анода. При этом концентрация электронов увеличивается в цилиндре с радиусом ~ 2 мм. Распределение электронов в этом цилиндре неравномерно и постоянно изменяется. Практически все ионы находятся в цилиндре радиусом ~ 2 мм с четкими границами.

3. Хаотическое перемешивание плазмы. Сгустки электронейтральной плазмы попадают на электроды ПИИ. После этого концентрация частиц быстро падает.

4. Перераспределение оставшихся заряженных частиц по объему ПИИ. При этом распределение заряженных частиц возвращается к случаю постепенного накопления объемного заряда. Затем процесс повторяется.

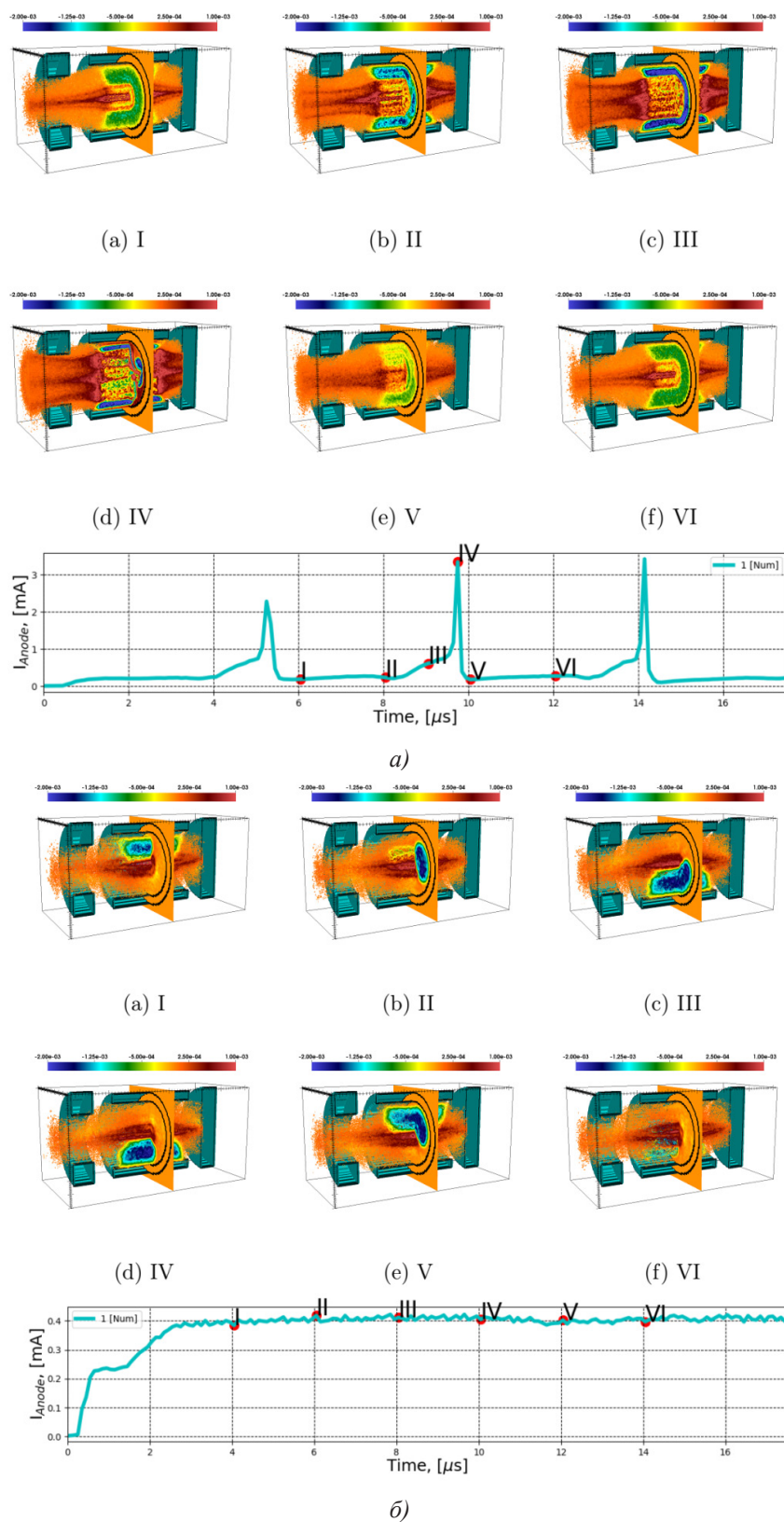


Рис. 4. Распределения объемной плотности заряда (ρ) в разные моменты времени для ПИИ и зависимость тока разряда от времени: *а* – осциллирующий режим; *б* – стационарный режим

Fig. 4. Charge density distribution at different moments in Penning ion source and discharge current dependence on time: *a* – oscillation mode, *б* – stationary mode

Данный процесс горения разряда имеет строгую периодичность. При этом период может варьироваться в зависимости от геометрии и параметров разряда. При «стационарном» режиме горения пеннинговского разряда, основная часть электронов образует устойчивое облако, вращающееся вокруг оси ПИИ. Ионы распределены достаточно равномерно по цилиндру радиусом ~1–2 мм. Концентрация заряженных частиц немного флуктуирует вокруг положения равновесия и не меняется с течением времени (см. рис. 4, б). Флуктуации тока разряда объясняются использованием метода Монте-Карло для расчета кинетических процессов и использованием конечно-разностной схемы для решения уравнения Пуассона.

После того как получены квазистационарные решения при моделировании источника ионов, можно переходить к численному расчету работы движения частиц в ИОС МЛУ и взаимодействия их с мишенью.

В результате моделирования рассчитываются зависимость плотности распределения тока ионов от радиуса на мишени и полный ток ионов. На рис. 5 показаны распределения тока на поверхности мишени. Распределения осесимметричные, с максимальной концентрацией около центра мишени. При этом в плотности распределения тока D_2^+ можно выделить две области: первая – окружность радиусом около 2 мм (здесь плотность тока D_2^+ спадает практически равномерно в зависимости от радиуса); вторая – окружность радиусом 4 мм (наблюдается меньшая скорость падения плотности тока в зависимости

от радиуса). Полученные в расчете плотности распределения ионов на мишени хорошо коррелируют с ранее измеренным профилем ионного тока [7].

Зная зависимость плотности распределения тока ионов от радиуса на мишени и полный ток ионов, можно рассчитать задачу нагрева мишени и термодесорбции ионов водорода под воздействием ионного пучка, а также моделирование зависимости выхода нейтронов от времени. Кроме того, под воздействием облучения происходит распыление материала мишени и изменение характеристик мишенного узла.

После определения распределения плотности тока ионов D^+/T^+ на мишени МЛУ, с учетом модели диффузии и термодесорбции изотопов водорода из гидрида титана, а также скорости распыления гидрида титана, можно в пакете Geant4+TRT рассчитать зависимость нейтронного выхода от времени или от тока на мишень. Для верификации методики расчета нейтронного потока были сопоставлены результаты моделирования нейтронного выхода от тока ионов на мишени при различных ускоряющих напряжениях (70 кВ, 80 кВ и 90 кВ). При этом моделировалась «идеальная» (без учета распыления) мишень. Как было показано выше, реальная мишень близка к идеальной при временах работы МЛУ менее 100 часов. Результаты моделирования и экспериментальные зависимости нейтронного потока от тока трубки при различных ускоряющих напряжениях представлены на рис. 6, а. Видно хорошее согласие результатов.

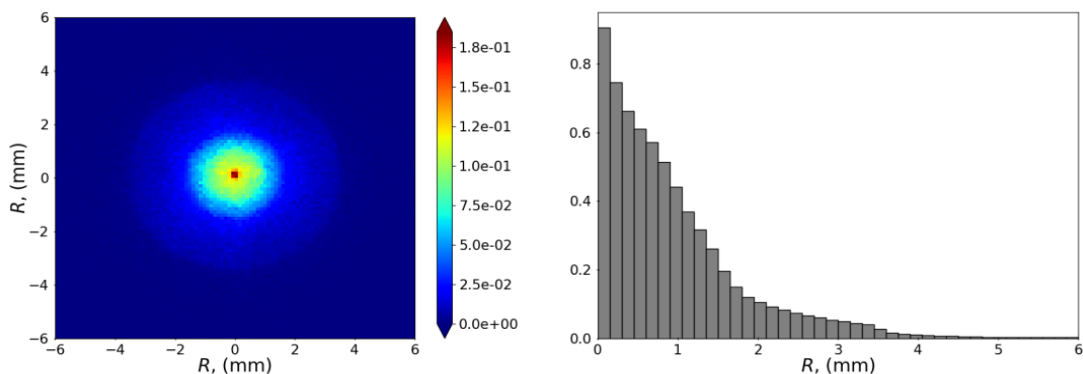


Рис. 5. Распределение тока ионов D_2^+ на мишени

Fig. 5. Distribution of D_2^+ ions current on the target

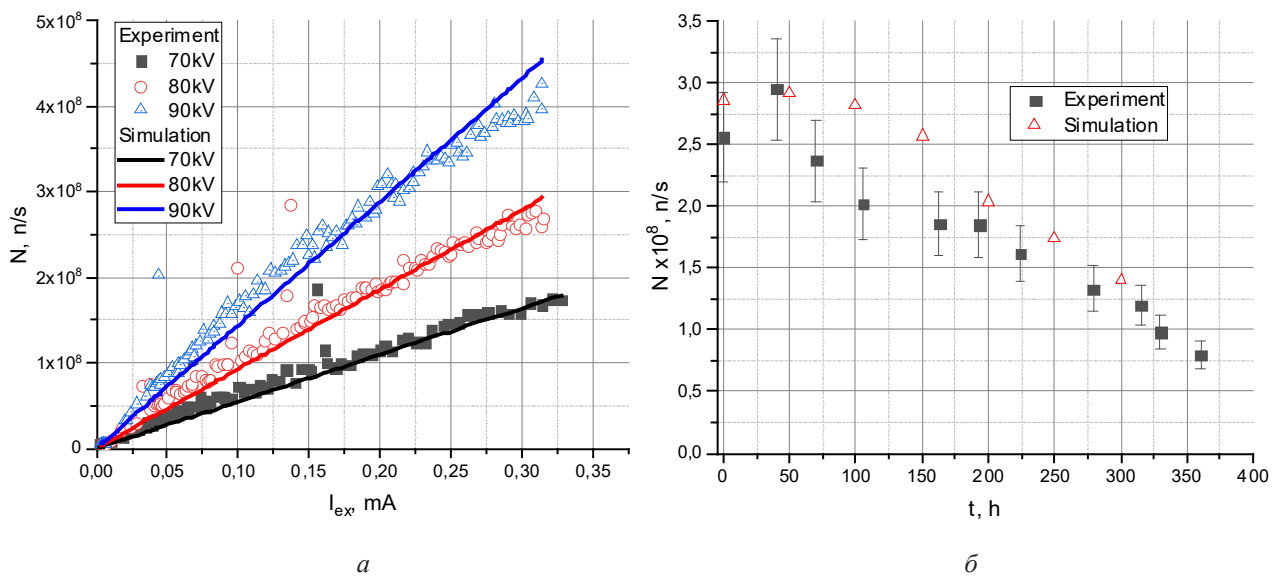


Рис. 6. Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей нейтронного потока: *а* – от тока трубки при различных ускоряющих напряжениях; *б* – от времени работы МЛУ

Fig. 6. Experimental and simulation neutron flux dependences: *a* – on tube current at various accelerating voltages; *b* – on MLIU operation time

На рис. 6, *б* представлено сравнение экспериментального и расчетного выхода нейтронов от времени для МЛУ. Для эксперимента использовался серийный образец. Хорошо видно, что при времени наработки менее 100 часов расчетный нейтронный поток практически не меняется от времени. Это связано с тем, что основной вклад в нейтроны дает центральная часть мишени, которая пока еще не расплылась до медной подложки. Кроме того, поток нейтронов максимален при 50 часах. Это связано с тем, что при меньших временах происходит диффузия изотопов водорода, то есть уход D/T из центральной области. Затем (при временах более 150 часов) наблюдается падение нейтронного потока, связанного с деградацией мишени, и при характерных временах 300–350 часов происходит падение нейтронного потока до $\approx 1 \cdot 10^8$ н/с. В экспериментальных данных наблюдается аналогичное поведение нейтронного выхода.

Выводы

В данной работе разработанная расчетно-теоретическая модель миниатюрно-

го линейного ускорителя с пеннинговским ионным источником апробирована на экспериментальных измерениях. Сравнены амплитудно-временные параметры токовых осциллограмм. Моделирование показало принципиальное отличие двух режимов горения разряда, при которых наблюдаются колебания плотности заряда или же разряд выходит на квазистационарный режим. Экспериментально исследованы зависимости нейтронного выхода от параметров разряда, вытягиваемого тока и ускоряющего напряжения, а также зависимость нейтронного потока от времени наработки МЛУ, которые затем сравнены с результатами моделирования. В работе показано, что разработанная сквозная расчетно-теоретическая методика моделирования МЛУ хорошо описывает наблюдаемые экспериментальные данные.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Valkovic V. 14 MeV Neutrons. Physics and Applications. Boca Raton: CRC Press Taylor&Francis Group, 2016. P. 500. DOI: 10.1201/b18837.
2. Penning F. M., Moubis J. H. A. A neutron tube without a pump device // Physica. 1937. V. 4. Iss. 11. P. 71–76.

3. Kolodko D. V., Sinelnikov D. N., Sorokin I. A., Mamedov N. V. Corpuscular Diagnosis of the Plasma of Penning Ion Sources // *Physics of Atomic Nuclei*. 2017. V. 80, Iss. 11. P. 1687–1691. DOI: 10.1134/S1063778817110084.
4. Mamedov N. V., Maslennikov S. P., Solodovnikov A. A., Yurkov D. I. Operation features of the pulse penning ion source in the transition pressure range // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. V. 1393, Iss. 1. Article number 012047. DOI: 10.1088/1742-6596/1393/1/012047.
5. Mamedov N. V., Rohmanenkov A. S., Solodovnikov A. A. Magnetic field influence on the Penning discharge characteristics // *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. V. 2064, Iss. 1. Article number 012039. DOI: 10.1088/1742-6596/2064/1/012039.
6. Mamedov N. V., Maslennikov S. P., Solodovnikov A. A., Yurkov D. I. Effect of the Magnetic Field on the Characteristics of a Pulsed Penning Ion Source // *Plasma Physics Reports*. 2020. V. 46, Iss. 2. P. 217–229. DOI: 10.1134/S1063780X20020063.
7. Mamedov N. V., Prokhorovich D. E., Kanshin I. A., Solodovnikov A. A., Kolodko, D. V., Sorokin I. A. Comparison of the ion beam profile measuring methods // *AIP Conference Proceedings*. 2018. Article number 080006. DOI: 10.1063/1.5053361.
8. VNIIA ROSATOM. URL: www.vniia.ru/eng/production/neutronnie-generatory/izmerenie-potokaneitronov/inpa/inpa-izmeritel-neytronnogo-potoka-avtomatizirovanny.php.
9. Nieter C., Cary J. R. VORPAL: a versatile plasma simulation code // *Journal of Computational Physics*. 2004. V. 196, Iss. 2. P. 448–473. DOI: 10.1016/j.jcp.2003.11.004.
10. Березин Ю. А., Вшивков В. А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1980. 95 с.
11. Rokhmanenkov A. S., Kuratov S. E. Numerical Simulation of Penning Gas Discharge in 2D/3D Setting // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1250. Article number 012036. DOI: 10.1088/1742-6596/1250/1/012036.
12. Mamedov N. V., Rohmanenkov A. S., Zverev V. I., Maslennikov S. P., Solodovnikov A. A., Uzzvolok A. A., Yurkov D. I. Characteristics of miniature pulsed penning ion source: Experiment and PIC simulation // *Rev. Sci. Instrum.* 2019. V. 90. Article number 123310. DOI: 10.1063/1.5127921.
13. Mattei S., Nishida K., Onai M., Lettry J., Tran M. Q., Hatayama A. A fully-implicit Particle-In-Cell Monte Carlo Collision code for the simulation of inductively coupled plasmas // *Journal of Computational Physics*. 2017. V. 350. P. 891–906. DOI: 10.1016/j.jcp.2017.09.015.
14. Edwards E., Bridson R. A high-order accurate particle-in-cell method // *International Journal for Numerical Methods in Engineering*. 2012. V. 90, Iss. 9. P. 1073–1088. DOI: 10.1002/nme.3356.
15. Tarjani V., Skalny J. D. Investigation of numerical thermalization in particle-in-cell simulations // *AIP Conference Proceedings*. 2008. V. 993. P. 125–128. DOI: 10.1063/1.2909093.
16. Phelps A. V., Pitchford L. C. Anisotropic scattering of electrons by N_2 and its effects on electron transport: Tabulations of cross section and results // *JILA information Center report*. 1985. V. 31, Iss. 5. Article number 2932. DOI: 10.1103/PHYSREVA.31.2932.
17. Ito R., Tabata T., Shirai T., Phaneuf R. A. Analytic cross sections for collisions of H, H₂, He and Li atoms and ions with atoms and molecules // 1: Tech. Rep.: Japan Atomic Energy Research Inst. 1993. DOI: 10.13140/2.1.4778.1442.
18. Krstic P., Schultz D. Elastic and related transport cross sections for collisions among isotopomers of H⁺ + H, H⁺ + H₂, H⁺ + He, H + H, and H + H₂ // *Atomic and plasma-material interaction data for fusion*. 1998. V. 8. P. 1–699.
19. Janev R. K., Langer W. D., Post D. E., Evans Jr. K. *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas // Atoms and Plasmas*. V. 4. Springer Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987. P. 326. DOI: 10.1007/978-3-642-71935-6.
20. Tawara H., Itikawa Y., Nishimura H., Yoshino M. Cross Sections and Related Data for Electron Collisions with Hydrogen Molecules and Molecular Ions // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. 1990. V. 19, Iss. 3. P. 617–636. DOI: 10.1063/1.555856.
21. Kanshin I. A., Mamedov N. V., Solodovnikov A. A., Efimov N. E. Estimation of the electrodes sputtering of the miniature linear accelerator // *Vacuum*. 2022. V. 202. Article number 111194. DOI: 10.1016/j.vacuum.2022.111194.
22. Geant4. URL: www.geant4.web.cern.ch.
23. Kosov M., Savin D. New exclusive CHIPS-TPT algorithms for simulation of neutron-nuclear reactions // *J. Phys. Conf. Ser.* 2015. V. 608. Article number 012050. DOI: 10.1088/1742-6596/608/1/012050.
24. Phelps A. V., Petrovic Z. Lj. Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons // *Plasma Sources Science and Technology*. 1999. V. 8, Iss. 3. Article number R21. DOI: 10.1088/0963-0252/8/3/201.
25. SRIM Enterprises LLC, Consulting & Research. URL: www.srim.com.
26. OpenFOAM. URL: www.OpenFOAM.com.