

## Численное моделирование динамики плазмы и генерации нейтронов в Z-пинче на установке «Ангара-5-1»

*С.Ф. Гаранин, В.Ю. Долинский\**

*РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия*

*\*vyudolinskij@vniief.ru*

**Аннотация.** На установке «Ангара-5-1» проводились экспериментальные исследования дейтериевого Z-пинча при токе 2–2.5 МА нарастающем за 100 нс. Выход нейтронов в опытах составлял от  $5 \cdot 10^{10}$  до  $8 \cdot 10^{11}$  нейтронов за импульс. С целью объяснения результатов экспериментов были проведены двумерные МГД-расчеты с учетом генерации ДД-нейтронов с помощью термоядерного и ускорительного механизмов. МГД-расчеты пинча, проведенные с учетом распределения плотности дейтерия в газовой струе, дают удовлетворительное согласие с измерениями напряжения. Величина нейтронного выхода в расчетах составляет от  $5 \cdot 10^{10}$  до  $1.5 \cdot 10^{11}$  в зависимости от плотности дейтерия и величины задержки между началом напуска газа и моментом пуска генератора. Энергия ускоренных дейтронов, приводящих в ускорительном механизме к генерации нейтронов, в расчетах составляет от 55 до 900 кэВ, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными оценками. Важным отличием генерации нейтронов в быстром газовом Z-пинче от генерации нейтронов в плазменном фокусе является то, что вклады термоядерного и ускорительного механизмов в генерацию нейтронов в быстром газовом Z-пинче оказываются соизмеримыми, тогда как в плазменном фокусе основным механизмом генерации нейтронов является ускорительный.

**Ключевые слова:** Z-пинч, нейтронный выход, магнитная гидродинамика, численное моделирование.

### 1. Введение

Начиная с 1950-х годов проводятся исследования генерации нейтронов разрядах типа Z-пинч и плазменный фокус (ПФ) [1–3]. Новым шагом в этих исследованиях стали эксперименты на быстрых ускорителях, начиная с экспериментов на установке «Ангара-5-1» [4], в которых был получен значительный нейтронный выход, достигавший  $8 \cdot 10^{11}$  ДД-нейтронов за импульс при уровне токов 2–2.5 МА и импульсном напуске дейтерия в разрядный промежуток. В начале 2000-ых проводились эксперименты на установке Z [5–7], где при уровне токов 18 МА был получен нейтронный выход  $4 \cdot 10^{13}$  ДД-нейтронов и где полученные данные указывали на преимущественно термоядерный механизм генерации нейтронов. Несмотря на долгую историю исследований, полной ясности и окончательной модели генерации нейтронов, которая бы объясняла все экспериментальные данные и позволяла бы уверенно предсказывать результаты экспериментов в Z-пинчах и ПФ, до сих пор не существует. Поэтому представляет интерес провести расчеты работы быстрого Z-пинча [4] с учетом импульсного напуска газа, с помощью двумерной МГД модели [8], включающей генерацию термоядерных и ускорительных нейтронов. Такие исследования могут помочь при планировании соответствующих экспериментов на существующих или перспективных быстрых ускорителях.

### 2. Описание физической модели

В представленных расчетах использовались уравнения двумерной магнитной гидродинамики в цилиндрических координатах  $r, z$  с азимутальным магнитным полем, с учетом диффузии магнитного поля, потерь энергии на излучение и теплопроводности [8]. При вычислении электронного и ионного давлений использовалось уравнение состояния идеального газа. Для определения связи между температурой электронов, внутренней энергией и степенью ионизации использовалось уравнение Саха.

Для расчета проводимости плазмы использовались классические спитцеровские формулы с учетом рассеяния электронов на нейтралах [9]. Также учитывалось возможное появление в плазме аномального сопротивления вследствие развития нижнегибридной дрейфовой неустойчивости [10], которое включалось при условии замагниченности ионов и электронов. Соответствующие аномальные поправки учитывались также при расчете электронной теплопроводности плазмы.

Нейтронный выход вычислялся как сумма вкладов термоядерного и ускорительного механизмов генерации нейтронов. При этом для оценок нейтронного выхода по ускорительному механизму предполагалось, что вблизи оси, на расстояниях от нее меньше трех ларморовских радиусов ускоренных ионов, часть ионов имеет возможность ускориться в электрическом поле вдоль оси, одновременно испытывая силу торможения. Величина этой силы в зависимости от энергии иона, электронной и ионной температур плазмы вычислялась по формулам, представленным в [11, 12]. Считалось, что ускоренные ионы замещали в приосевой области 15% максимальной (до текущего значения  $z$ ) плотности тока  $j_z$  [12].

### 3. Постановка задачи и схема расчета

На рис. 1 представлена прямоугольная область (в координатах  $z, r$ ), для которой проводились расчеты.

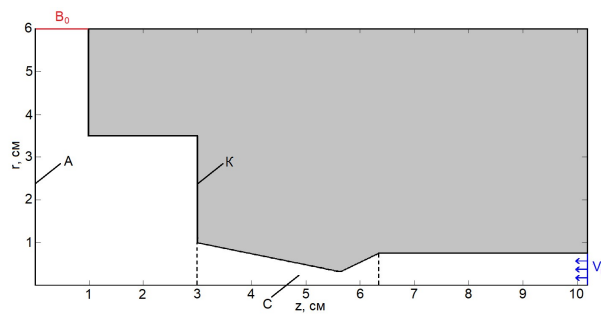


Рис. 1. Расчетная геометрия узла нагрузки установки «Ангара-5-1»: А – анод; К – катод; С – сопло;  $B_0$  – значение магнитного поля на границе;  $V_{in}$  – скорость дейтерия на входе.

Область, выделенная белым цветом на рис. 1, имитирует внутреннюю, вакуумную область узла нагрузки установки «Ангара-5-1» [4]. Отрезок А – анодный электрод, К – катодный электрод. Область С – сопло, предназначенное для напуска дейтерия в разрядный промежуток. В начальный момент времени в расчетах область заполнялась разреженным дейтерием с молярной массой 4 г/моль и фоновой «вакуумной» плотностью  $\sim 10^{-11}$  г/см<sup>3</sup>, начальная температура газа  $T_0 = 0.0259$  эВ. Область, выделенная на рис. 1 серым цветом, имитирует вещество катодного электрода.

Границы расчетной области  $Z=0$ ,  $Z=10.2$ ,  $R=6$  считались холодными, идеально проводящими стенками с нулевым значением нормальной компоненты скорости везде, кроме отрезка  $Z=10.2$ ,  $0 \leq R \leq 0.76$  (выделен синим на рис. 1), где задавалось граничное условие «скорость на входе» для создания массового потока газа после срабатывания быстродействующего клапана [4]. На отрезке  $R=6$ ,  $0 \leq Z \leq 1$  (выделен красным на рис. 1) задавалось значение граничного магнитного поля  $B_0(t)$ , которое определяется по значению тока  $I(t)$  из [4],  $R=0$  – ось симметрии. На границах между катодным электродом и внутренней областью узла нагрузки нормальная компонента скорости считалась нулевой.

Расчеты проводились в два этапа. На первом, газодинамическом этапе моделировалось заполнение внутренней области узла нагрузки молекулярным дейтерием ( $D_2$ ) с начальной температурой  $T_0 = 0.0259$  эВ через быстродействующий клапан и сверхзвуковое сопло.

Скорость дейтерия на входе составляла  $V_{in} = -10^5$  см/с в соответствии с оценками [1], плотность на входе  $\rho_{in} = 3 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup> была подобрана таким образом, чтобы обеспечить достижение погонного числа частиц на срезе сопла  $2 \cdot 10^{18}$  1/см за  $\sim 30$  мкс и перепад плотности от катода к аноду примерно на порядок величины [4]. Расчеты на первом этапе проводились в однотемпературном приближении, распределения магнитного и электрического полей, а также проводимость, джоулев нагрев и потери энергии на излучение не рассчитывались.

На втором этапе с помощью МГД-расчета моделировалась динамика плазмы под действием тока, создаваемого генератором импульсов тока установки «Ангара-5-1». При переходе от газодинамического к МГД-расчету выполнялась повторная инициализация начальных данных. При этом полученное на первом этапе расчета распределение плотности и скорости газа использовалось в качестве начального для МГД-расчета, начальная температура газа принималась равной  $T_{i0} = T_{e0} = 0.5$  эВ, остальные параметры рассчитывались в соответствии с формулами, используемыми в МГД-расчете [8] для атомной массы дейтерия 2 г/моль.

Расчеты проводились на квадратных сетках с размером ячейки от 0.08 до 0.01 см, для ускорения счета применялось распараллеливание кода с помощью OpenMP [13]. Используемые в расчётах численные схемы описаны в [8, 12].

#### 4. Результаты расчетов и сравнение с экспериментом

На рис. 2 представлено распределение плотности дейтерия на различные моменты времени в расчете на сетке  $h = 0.01$  см, полученные на газодинамическом этапе расчета.

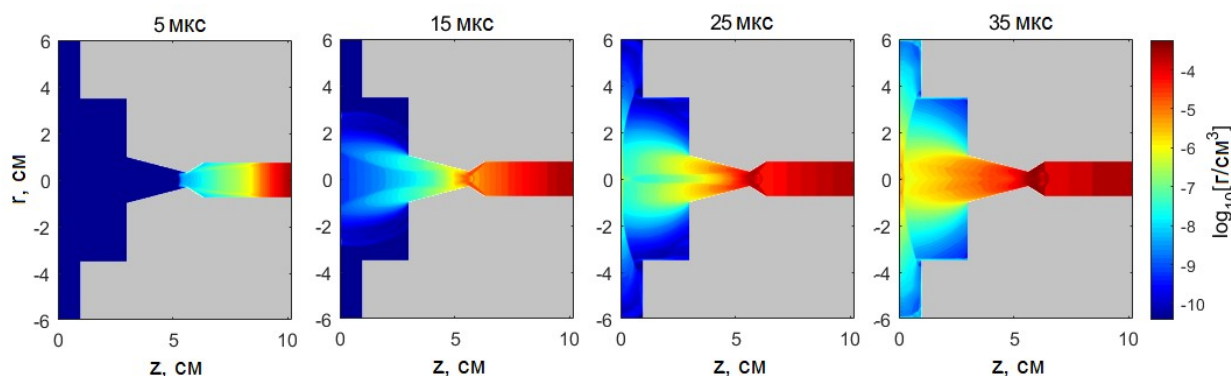


Рис. 2. Распределение плотности дейтерия на различные моменты времени.

По распределениям на рис. 2 видно, что к 5 мкс дейтерий достигает узкой части сопла и в ней формируется струя, которая достигает анодного электрода и начинает распространяться радиально от оси вдоль анода, при этом формируется отраженная от анода ударная волна. В целом из рис. 2 видно, что заполнение внутренней области узла нагрузки дейтерием является существенно неоднородным. На момент перехода к МГД-расчету 38.64 мкс отношение плотности на срезе сопла ( $z = 3$  см) к ее минимальному значению вблизи анода равно 9, что согласуется с экспериментальными данными [4].

На втором этапе расчета моделировалась динамика плазмы под действием тока установки «Ангара-5-1». На рис. 3 представлена используемая в МГД-расчете зависимость тока установки «Ангара-5-1» от времени  $I(t)$  из [4], а также ее аппроксимация полиномом 10-й степени  $I_{fit}(t)$ , и производная тока  $dI_{fit}/dt$ , полученная путем дифференцирования по времени аппроксимирующего полинома  $I_{fit}(t)$ . На рис. 4 представлены экспериментальная ( $U_{exp}$ ) [1] и сглаженная расчетная ( $U_{calc}$ ) зависимости напряжения на генераторе от времени.

Из графиков, представленных на рис. 4, можно отметить, что не удалось достичь полного согласования экспериментальной и расчетной зависимостей. Подъем расчётной кривой напряжения в начале в момент времени 38.64–38.65 мкс связан с поведением производной тока, которое вызвано перегибом  $I(t)$  в моменте времени 38.65 мкс (см. рис. 3). Важное отличие расчетной кривой от экспериментальной состоит в том, что у расчетной кривой имеется двойной пик напряжения, связанный с пинчеванием и соответствующим ростом индуктивности, что обычно имеет место в Z-пинчах и ПФ. У экспериментальной кривой такого пика нет или же он распределен на большие времена и, значит, пинчевание происходит более медленно.

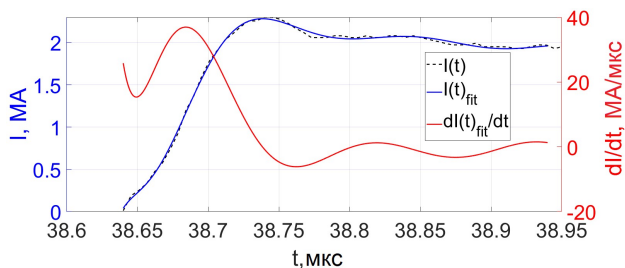


Рис. 3. Зависимости тока и производной тока генератора установки «Ангара-5-1» от времени.

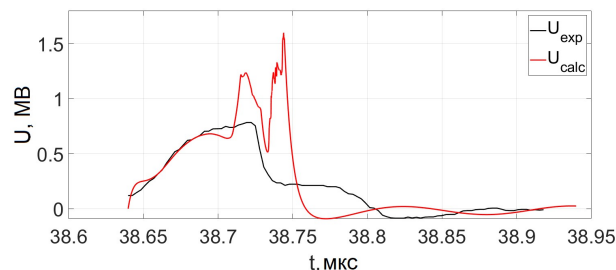


Рис. 4. Экспериментальная и расчетная зависимости напряжения от времени.

На рис. 5 приведено распределение плотности плазмы на различные моменты времени до и после образования пинча. В момент времени 38.74 мкс на оси формируется плазменный пинч, который к 38.742 мкс достигает диаметра 0.2 см и значения плотности  $1.9 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>, что в примерно в 18 раз превышает плотность плазмы на срезе сопла и в 160 раз превышает плотность плазмы у анода в момент перехода к МГД-расчету. Магнитное поле на моменты времени 38.742–38.744 мкс, соответствующие образованию и развалу пинча, достигает величины  $B \approx 4\text{--}6$  МГс на радиусе 0.1–0.03 см.

В расчетах присутствует значительный разогрев вакуумных областей позади плазменной оболочки со значением температуры в диапазоне от 0.05 до 1 кэВ. Температура ионов в плазменной оболочке находится в диапазоне от 3 до 5 кэВ, а в момент образования пинча возрастает до  $\sim 20$  кэВ. В момент развала пинча температура ионов в образовавшемся зазоре превышает значение 1 МэВ.

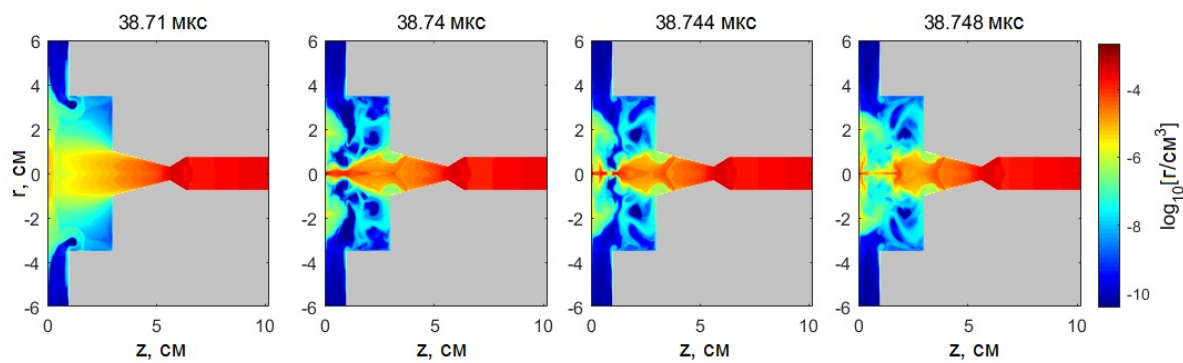


Рис. 5. Распределение плотности плазмы на различные моменты времени.

Интегральный выход нейтронов в расчете составил  $1.5 \cdot 10^{11}$  ДД-нейтронов за импульс, при этом на термоядерную составляющую приходилось  $9 \cdot 10^{10}$  ДД-нейтронов, а на ускорительную, соответственно,  $6 \cdot 10^{10}$  ДД-нейтронов. Такое соотношение термоядерных и ускорительных нейтронов существенно отличается от результатов расчетов нейтронного

выхода в ПФ, где обычно ускорительных нейтронов на 2-3 порядка больше, чем термоядерных [8, 12].

На рис. 6 приведено полученное в расчёте распределение выхода термоядерных и ускорительных нейтронов из единицы объема. Показана только приосевая область, где происходила генерация нейтронов. По рис. 6 видно, что длина области генерации ускорительных нейтронов вдоль оси  $z$  примерно в 3 раза больше, чем у термоядерных нейтронов, которая составляет  $\sim 0.2$  см. При этом радиусы области генерации близки и составляют  $\sim 0.03$  см для ускорительных и  $\sim 0.02$  см для термоядерных нейтронов.

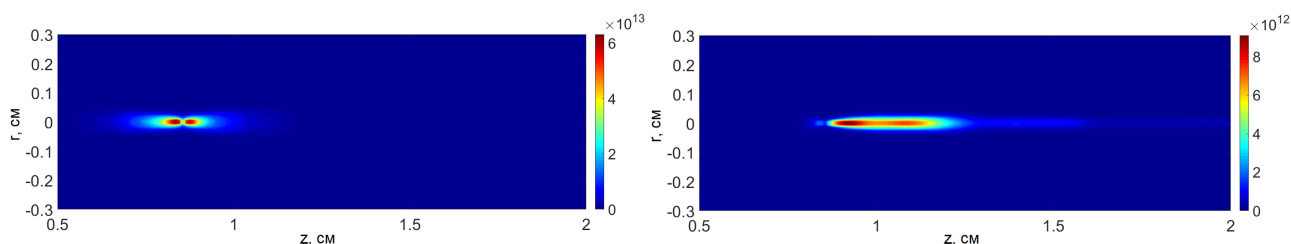


Рис. 6. Распределение нейтронного выхода термоядерных (слева) и ускорительных (справа) нейтронов из единицы объема.

На рис. 7 приведены интенсивности нейтронного выхода для термоядерных ( $dN_{\text{терм}}/dt$ ) и ускорительных нейтронов ( $dN_{\text{уск}}/dt$ ) и напряжение на оси ( $U_{\text{axis}}$ ) в зависимости от времени. Из графиков рис. 7, можно отметить, что положения максимумов  $dN_{\text{уск}}/dt$  и  $U_{\text{axis}}$  практически совпадают и соответствуют моменту развала плазменной перетяжки пинча. Полуширина кривой  $dN_{\text{терм}}/dt$  составляет 1 нс, а для  $dN_{\text{уск}}/dt$  – 3 нс. Напряжение на оси достигает в максимуме 3.3 МВ. Полуширина импульса напряжения составляет 1.1–1.8 нс. Временной интервал 38.744–38.748 мкс, на который приходится основной пик напряжения на оси, соответствует разрушению перетяжки. Замыкание перетяжки приводит далее к заметному снижению напряжения на оси.

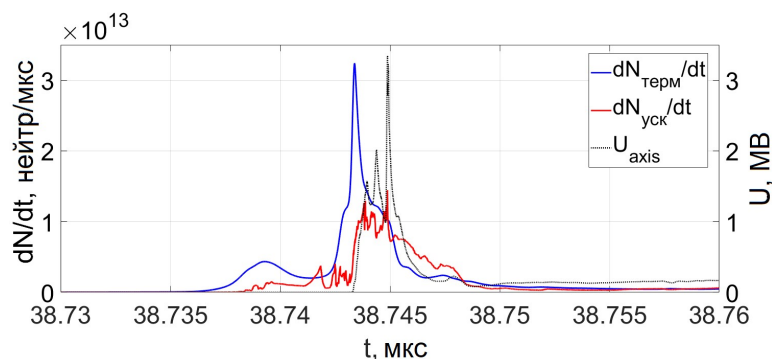


Рис. 7. Интенсивности нейтронного выхода для термоядерных нейтронов ( $dN_{\text{терм}}/dt$ ) и ускорительных нейтронов ( $dN_{\text{уск}}/dt$ ) и напряжение на оси ( $U_{\text{axis}}$ ) в зависимости от времени.

Помимо интегрально выхода нейтронов в расчете также получено распределение выхода ускорительных нейтронов по энергии налетающих ионов. Оно имеет основной пик в диапазоне энергий 40–300 кэВ и высокоэнергетический «хвост» 300–1200 кэВ. При этом 90% нейтронного выхода лежит в диапазоне 55–900 кэВ. В оценках [4] данный диапазон энергий составляет 200–500 кэВ.

Нейтронный выход в экспериментах [4] варьировался в диапазоне от  $5 \cdot 10^{10}$  до  $8 \cdot 10^{11}$  ДД-нейтронов за импульс в зависимости от задержки между сигналом датчика давления газа в сопле и моментом пуска генератора. В расчётах с варьированием плотности дейтерия и

времени перехода к МГД-расчету диапазон выхода составил от  $5 \cdot 10^{10}$  до  $1.5 \cdot 10^{11}$  ДД-нейтронов за импульс. Таким образом, не удалось достичь экспериментального нейтронного выхода на уровне  $8 \cdot 10^{11}$  ДД-нейтронов [4], что может свидетельствовать о необходимости корректировки модели ускорительного механизма [8, 12] применительно к расчетам систем с импульсным напуском газа.

## 5. Заключение

Проведены двумерные МГД-расчеты динамики Z-пинча с импульсным напуском газа на установке «Ангара-5-1» с учетом генерации нейтронов с помощью термоядерного и ускорительного механизмов. В расчетах удалось удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные по распределению плотности газа в разрядном промежутке и напряжению на установке «Ангара-5-1» [4]. В результате МГД-расчетов получены следующие параметры пинча: диаметр  $\sim 0.2$  см, сжатие по плотности более 160, температура в пинче  $\sim 20$  кэВ, магнитное поле на радиусе пинча  $\sim 4-6$  МГс. Максимальный выход нейтронов в расчетах составил  $1.5 \cdot 10^{11}$  ДД-нейтронов за импульс, при этом на термоядерную составляющую приходилось  $9 \cdot 10^{10}$  ДД-нейтронов, а на ускорительную, соответственно,  $6 \cdot 10^{10}$  ДД-нейтронов. Такое соотношение термоядерных и ускорительных нейтронов существенно отличается от результатов расчетов нейтронного выхода в ПФ, где обычно ускорительных нейтронов на 2-3 порядка больше, чем термоядерных.

## 6. Список литературы

- [1] Л.А. Арцимович, А.М. Андрианов, Е.И. Доброхотов и др., Жесткое излучение импульсных разрядов, *Атомная энергия*, **1**(3), 84, 1956.
- [2] N.V. Filippov, T.I. Filippova, V.P. Vinogradov, *Nucl. Fusion. Suppl.*, Pt 2, 577, 1962.
- [3] J.W. Mather, Investigation of the High-Energy Acceleration Mode in the Coaxial Gun, *Phys. Fluids.*, vol. 7, S28, 1964, doi: 10.1063/1.1711086
- [4] А.В. Батюнин, А.Н. Булатов, В.Д. Вихарев и др., Исследование сверхбыстрого дейтериевого Z-пинча на установке «Ангара-5-1», *Физика плазмы*, **16**(9), 1027, 1990.
- [5] A.L. Velikovich, R.W. Clark, J. Davis, et al., Z-pinch plasma neutron sources, *Phys. Plasmas*, vol. 14, 022701, 2007, doi: 10.1063/1.2435322
- [6] C.A. Coverdale, C. Deeney, A.L. Velikovich, et al., Neutron production and implosion characteristics of a deuterium gas-puff Z pinch, *Phys. Plasmas*, vol. 14, 022706, 2007, doi: 10.1063/1.2446177
- [7] C.A. Coverdale, C. Deeney, A.L. Velikovich, et al., Deuterium gas-puff Z-pinch implosions on the Z accelerator, *Phys. Plasmas*, vol. 14, 056309, 2007, doi: 10.1063/1.2710207
- [8] S.F. Garanin, V.Yu. Dolinskii, V.I. Mamyshev, et al., MHD Simulation of Physical Processes in Spherical Plasma-Focus Chambers with Allowance for Neutron Generation, *Plasma Phys. Rep.*, vol. 46(10), 978, 2020, doi: 10.1134/S1063780X20100037
- [9] С.И. Брагинский, Явления переноса в плазме, *Вопросы теории плазмы*, вып. 1, 183, 1963.
- [10] R.C. Davidson, N.T. Gladd, Anomalous transport properties associated with the lower-hybrid-drift instability, *Phys. Fluids*, vol. 18(10), 1327, 1975, doi: 10.1063/1.861021
- [11] Б.А. Трубников, *Теория плазмы*. М.: Энергоатомиздат, 1996.
- [12] S.F. Garanin and V.I. Mamyshev, Two-dimensional MHD simulations of a plasma focus with allowance for the acceleration mechanism for neutron generation, *Plasma Phys. Rep.*, vol. 34(8), 639, 2008, doi: 10.1134/S1063780X08080023
- [13] А.С. Антонов, *Параллельное программирование с использованием технологии OpenMP: Учеб. пособие*. М.: Изд-во МГУ, 2009.