

# Расчетное моделирование излучающего Z-пинча на установке «Гамма»

*В докладе приводятся расчеты параметров импульсов МРИ создаваемой шестнадцатимодульной электрофизической установки «Гамма» [1] в режиме работы модулей на единую плазменную нагрузку (Z-пинч).*

**В. С. Гордеев, А. В. Гришин,  
А. П. Орлов, А. Л. Мозговой,  
Б. Г. Репин, С. Л. Глушков,  
С. Ю. Пучагин, К. В. Страбыкин**

## *1. 2D РМГД моделирование Z-ПИНЧА на установке «Гамма»*

В данном разделе изложены результаты численного моделирования динамического Z-пинча, запитываемого импульсом тока от 16-модульной стационарной электрофизической установки «Гамма». Расчеты процесса имплозии сплошного (в азимутальном направлении) цилиндрического вольфрамового лайнера с начальным радиусом  $R_0 = 1,6$  см, высотой  $l = 2$  см и погонной массой  $m_L = 0,82$  мг/см, в результате которой генерируется мощный импульс мягкого рентгеновского излучения (МРИ), проведены с помощью разработанного в РФЯЦ-ВНИИЭФ двухмерного (в цилиндрических координатах  $r$ - $z$ ) радиационного магнитогидродинамического (РМГД) кода FLUX- $rz$  [2, 3]. Решаемая в модифицированном двумерном коде FLUX- $rz$  система одножидкостных РМГД уравнений, описывающих перенос излучения в многогрупповом нестационарном диффузионном приближении, имеет обобщенный векторный вид (1).

Используемая физическая модель является одножидкостной, двухтемпературной (электроны и ионы со средним зарядом  $\langle Z \rangle$ ) и учитывает процессы электронной и ионной теплопроводности, а также переноса теплового излучения, рассчитываемого в многогрупповом диффузионном приближении. При этом весь энергетический спектр в общем случае делится на  $N_k$  групп. Параметры излучения в каждой спектральной группе характеризуются энергией в единице объема  $U_k^{rad}$ , а его перенос описывается плотностью потока  $W_k^{rad}$  ( $k$  – номер спектральной группы),  $A_k$  – спектральные коэффициенты обмена. Все остальные обозначения в системе РМГД уравнений – как в [4].

В используемом приближении излучение в системе координат, движущейся вместе с плазмой, характеризуется в каждой энергетической группе планковским спектром с температурой  $T_k^{rad}$ , зависящей от локальных пространственных координат и времени.

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0; \\
 \frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \operatorname{div}(\rho \vec{V}) + (\rho \vec{V} \vec{\nabla}) \vec{V} = -\vec{\nabla} \left( P_i + P_e + \frac{1}{3} \sum_{k=1}^{N_k} U_k^{rad} \right) + \frac{1}{c} [\vec{j} \times \vec{B}]; \\
 \frac{\partial \rho \varepsilon_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \varepsilon_i \vec{V}) = -P_i \operatorname{div}(\vec{V}) - \operatorname{div}(\vec{W}_i) + Q_{exch}(T_e - T_i); \\
 \frac{\partial \rho \varepsilon_e}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \varepsilon_e \vec{V}) = -P_e \operatorname{div}(\vec{V}) - \operatorname{div}(\vec{W}_e) + \sum_{k=1}^{N_k} \frac{c U_k^{rad} - A_k T_e^4}{l_k^{Pl}} + Q_{exch}(T_i - T_e) + \frac{\vec{j}^2}{\sigma}; \\
 \frac{\partial U_k^{rad}}{\partial t} = -\operatorname{div}(\vec{W}_k^{rad}) + \frac{A_k T_e^4 - c U_k^{rad}}{l_k^{Pl}} + \left( \vec{V} \vec{\nabla} \frac{U_k^{rad}}{3} \right); \\
 \vec{W}_k^{rad} = \frac{4}{3} \vec{V} U_k^{rad} - \frac{c l_k^{Rs}}{3} \vec{\nabla} U_k^{rad}, \quad k = 1 \dots N_k; \\
 \vec{W}_e = -\varkappa_e \cdot \vec{\nabla} T_e; \quad \vec{W}_i = -\varkappa_i \vec{\nabla} T_i; \\
 \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \cdot \operatorname{rot}(\vec{E}); \quad \operatorname{rot}(\vec{B}) = \frac{4\pi}{c} (\vec{j}_{displ} + \vec{j}); \\
 \vec{j}_{displ} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad \vec{j} = \sigma \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \times \vec{B}] \right).
 \end{array} \right. \quad (1)$$

Спектральные пробеги излучения  $l_k^{Pl}$  и  $l_k^{Rs}$  усредняются внутри каждой группы по Планку и по Росселанду, соответственно.

Для аппроксимации коэффициента диффузии излучения на разностной пространственной сетке использовалась комбинированная схема, позволяющая корректно описывать радиационный перенос как в оптически толстом, так и в оптически тонком предельных случаях [5].

В расчетах использовались УРС и спектральные коэффициенты поглощения излучения  $k^*$  для вольфрама, вычисленные в модели среднего иона [6], а значения используемых транспортных (электропроводность  $\sigma$ , электронная  $\varkappa_e$  и ионная  $\varkappa_i$  теплопроводности) и обменных ( $Q_{exch}$ ) коэффициентов рассчитывались по формулам для идеальной невырожденной плазмы с учетом эффекта замагниченности [7].

Отличительной особенностью решаемой системы РМГД уравнений является учет токов смещения в уравнениях Максвелла, что позволяет сквозным образом рассчитывать эволюцию электромагнитного поля в областях пространства с пренебрежимо малой электропроводностью (включая вакуум с  $\sigma \equiv 0$ ). Кроме того, модель учитывает экспериментально наблюдаемый процесс длительного плазмообразования с проволок лайнерной нагрузки. В двумерном (аксиально-симметричном) приближении источник плазмы располагается на цилиндрической поверхности с радиусом, равным начальному радиусу лайнера  $R_0$ . Процесс абляции (наработки вещества) описывается величиной  $\dot{m}$ , характеризующей плотность потока массы с этой поверхности, и определяется [8] как

$$\dot{m}(z,t) = k_{abl} 2\pi R_0 \left( \frac{I(t)}{I_0} \right)^{1,4} (1 + \epsilon(z)), \quad (2)$$

где  $k_{abl}$  – параметр, отвечающий за удельную скорость абляции вещества и имеющий размерность  $\text{г}/(\text{с}\cdot\text{см}^2)$ ;  $I(t)$  – полный ток в лайнере в единицах мегаампер ( $I_0 = 100$  МА). Величина  $\epsilon(z)$  – случайные значения в интервале  $[-A_0, A_0]$ , задающие исходные аксиальные возмущения скорости плазмообразования. Полагается, что наработанная плазма имеет радиальную скорость по направлению к оси  $V^{abl} = 10^6$  см/с, плотность  $\rho^{abl}(z,t) \equiv \dot{m}^{abl}(z,t)/V^{abl}$  и температуру  $T^{abl} = 1$  эВ, что однозначно определяет граничные условия для решения уравнений динамической и тепловой групп. Необходимо отметить, что при численном моделировании Z-пинча экспериментов «попадание» на экспериментальный импульс МРИ осуществляется посредством варьирования параметра  $k_{abl}$  и амплитуды  $A_0$  случайных аксиальных возмущений интенсивности абляции плазмы. Как правило, значение  $k_{abl}$  определяет время появления, а значение  $A_0$  – длительность импульса МРИ, генерируемого при пинчевании плазмы на оси системы.

Исходная конфигурация для проведения численного моделирования Z-пинча на установке «Гамма» представлена на рис. 1. Согласование уравнений Максвелла с эквивалентной электрической цепью 16-модульной установки «Гамма» (рис. 2,  $Z_0 = 0,181$  Ом,  $L_0 + L(t=0) = 15$  нГн,  $Y(t) = 1/Z(t) = 0$ ;  $U(t)$  – рис. 3) осуществлялось вдоль 4 мм зазора вакуумной коаксиальной линии, по которой электромагнитная энергия подводится к лайнерной камере, при этом полагалось, что в передающей линии распространяется только основная TEM-мода электромагнитной волны.

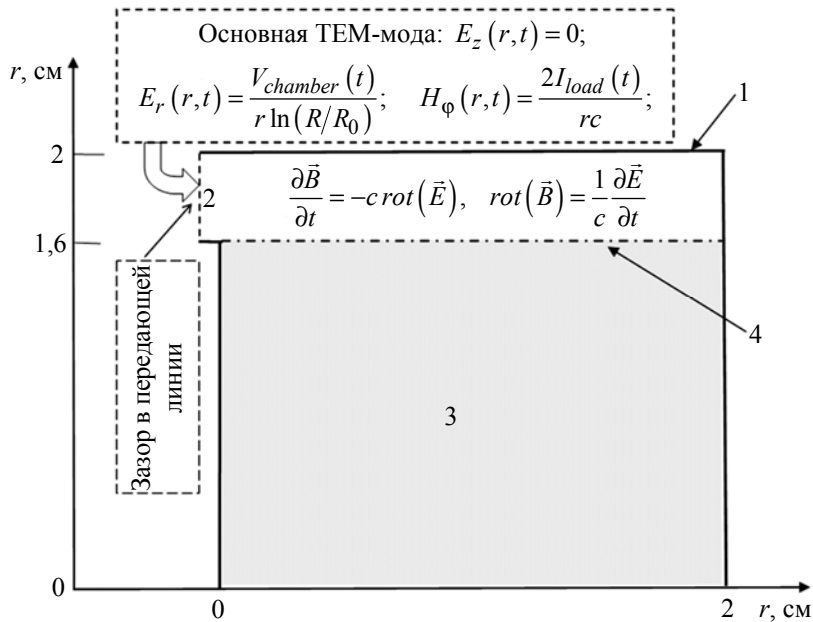


Рис. 1. Исходная конфигурация при проведении численного 2-D РМГД моделирования Z-пинча на установке «Гамма»: 1 – идеально проводящие стенки лайнерной камеры; 2 – конечный участок коаксиальной передающей линии; 3 – сплошной цилиндр фоновой плазмы с  $\rho_{фон} = 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>,  $T_{фон} = 0,5$  эВ; 4 – место расположения (---) источника плазмы

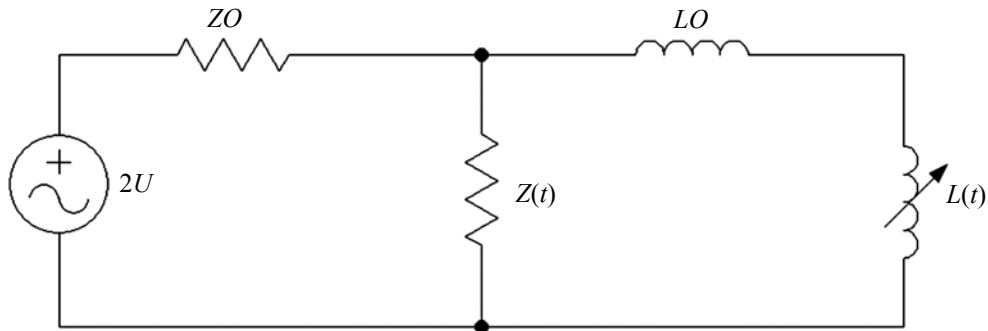


Рис. 2. Схема эквивалентной электротехнической цепи установки «Гамма»

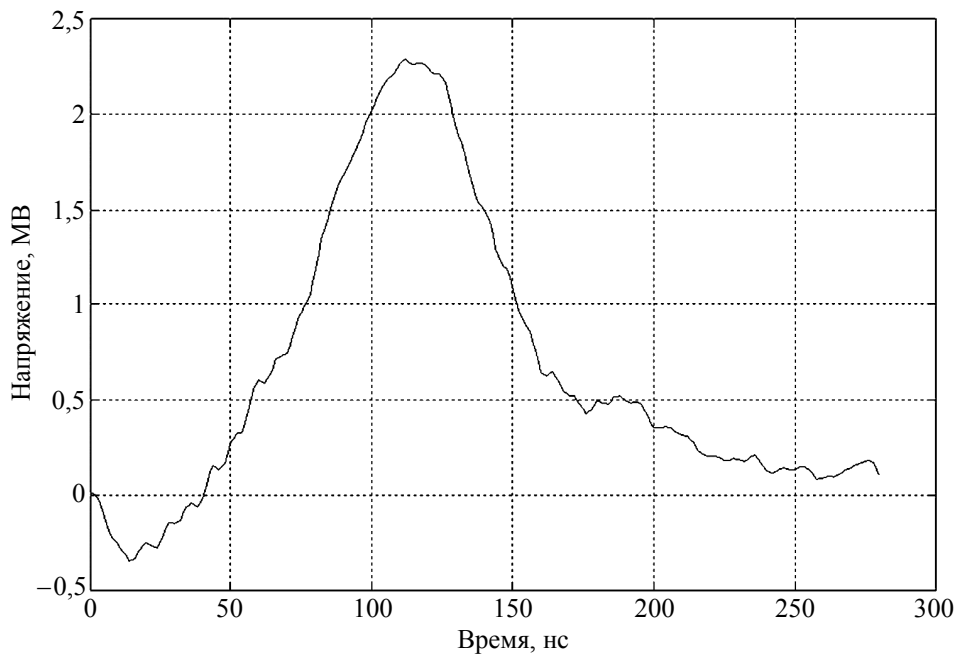


Рис. 3. Форма импульса напряжения бегущей волны установки «Гамма»

Система РМГД уравнений (1) решалась конечно-разностными методами на стационарной пространственной эйлеровой сетке, состоящей из квадратных ячеек со стороной 100 мкм. Расчет переноса теплового излучения в плазме осуществлялся в 100-групповом (энергетическая ширина группы 20 эВ) диффузионном приближении.

## II. Результаты численного моделирования

Так как основной целью проведенных расчетов было получение данных об ожидаемых параметрах импульса МРИ, генерируемого многопроволочным Z-пинчем на установке «Гамма», то ключевым вопросом являлся выбор значения амплитуды  $A_0$  возмущений скорости плазмообразо-

вания. Рассматривались варианты изготовления цилиндрического лайнера массой  $m_L = 0,82$  мг/см из тонких вольфрамовых проволочек диаметром 6 мкм и 10 мкм. При этом лайнер с такой массой будет составлен в первом случае из 150 проволочек, во втором – из 54. Оценки относительного уровня случайных возмущений плотности вещества многопроволочного лайнера в рамках феноменологической модели [9] дают в первом (оптимистичном) варианте  $A_0 \sim 1,75\%$ , во втором (пессимистичном) –  $A_0 \sim 8\%$ .

При используемом в расчетах значении коэффициента абляции  $k_{abl} = 380$  мкг/(нс·см<sup>2</sup>), полное испарение вещества рассматриваемой многопроволочной цилиндрической сборки происходит к моменту времени  $t_{abl} \approx 97$  нс. Ключевые особенности процесса абляции хорошо видны из рис. 4, где изображены изменения во времени средней скорости наработки вещества и его полной массы в расчетной области.

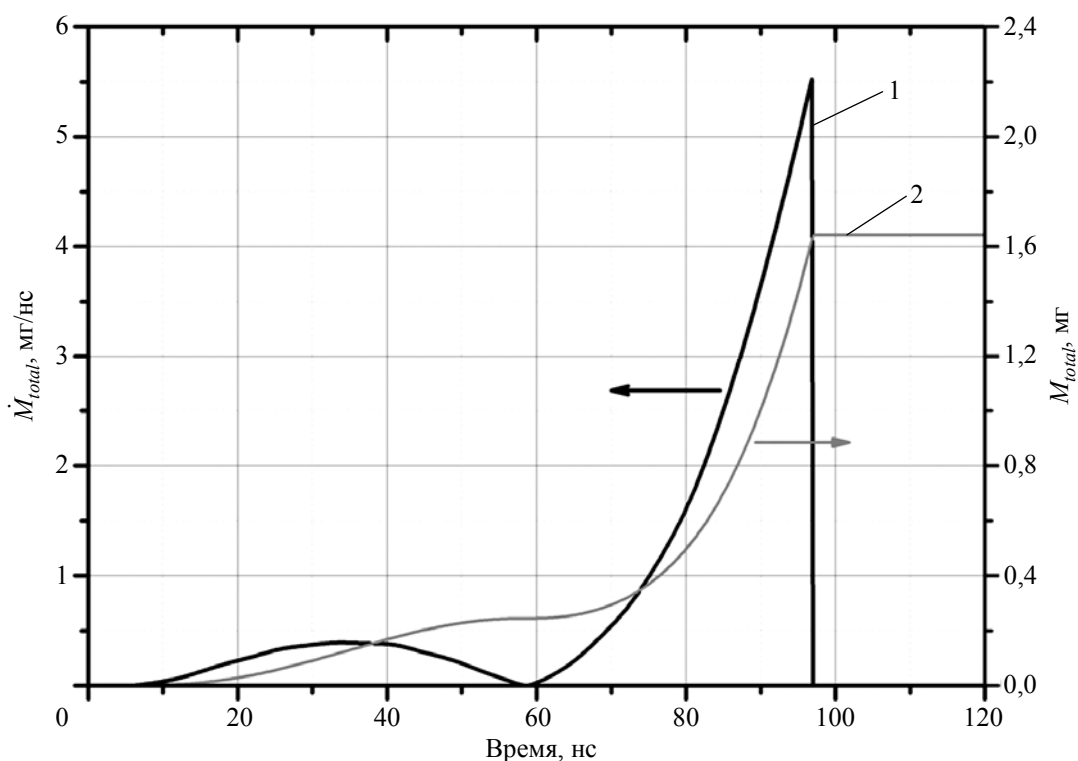


Рис. 4. Зависимость от времени средней скорости плазмообразования (1) и полной массы вещества (2) в лайнерной камере

На рис. 5 представлены ток в лайнере и генерируемый результирующий импульс МРИ (мощность излучения во всем спектральном интервале), рассчитанные для оптимистичного и пессимистичного вариантов.

Для двух вариантов Z-пинча на рис. 6 приведены зависимости от времени для излученной, кинетической, электромагнитной и тепловой энергий.

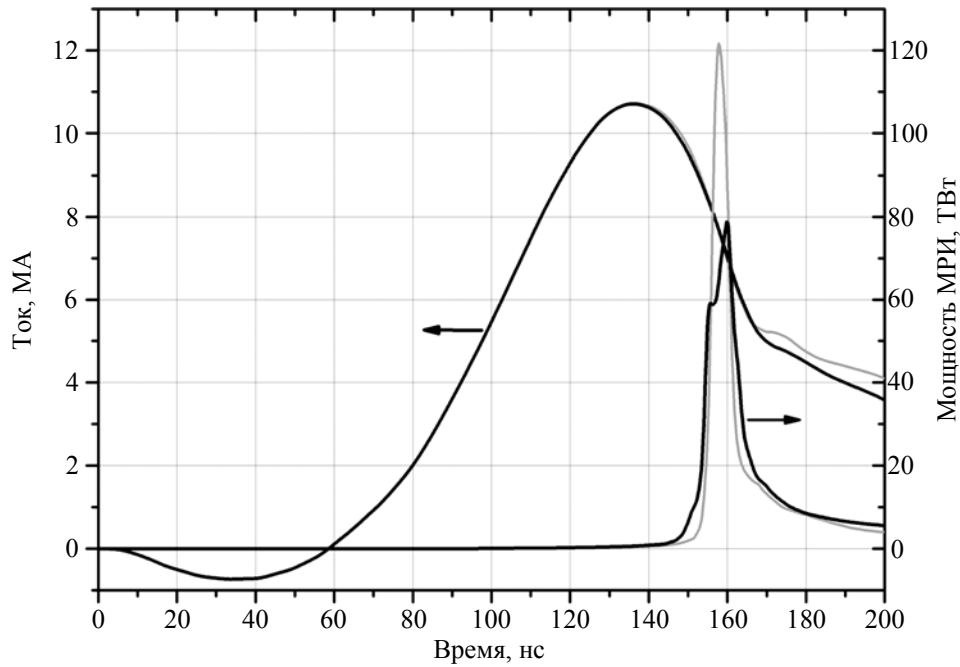


Рис. 5. Ток в лайнере и генерируемый импульс МРИ при  $A_0 = 1,75\%$  (—) и  $A_0 = 8\%$  (---)

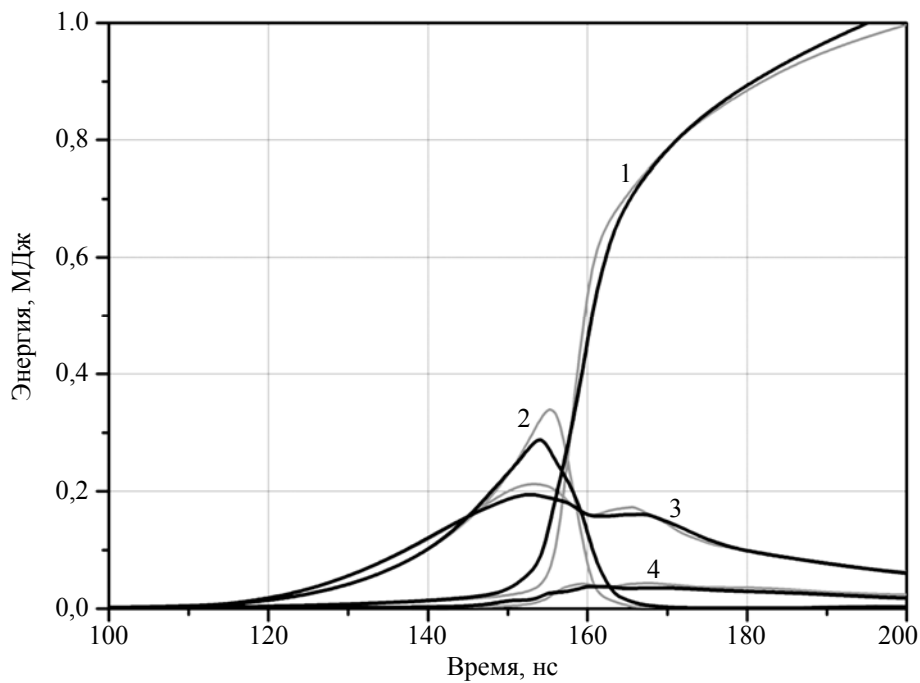


Рис. 6. Расчетные значения энергий при  $A_0 = 1,75\%$  (—) и  $A_0 = 8\%$  (---):  
1 – излученная энергия, 2 – кинетическая, 3 – магнитная, 4 – тепловая

На рис. 7 представлены распределения спектральной мощности излучения на момент максимума импульсов МРИ. На этом же рисунке представлены зависимости планковской формы, аппроксимирующие расчетные кривые из условия совпадения положения максимумов спектральных распределений и нормированные каждая на соответствующее значение пиковой мощности импульса МРИ. Представленные расчетные спектральные зависимости в обоих случаях имеют меньшую эффективную ширину и более поднятый «хвост» по сравнению с планковскими функциями.

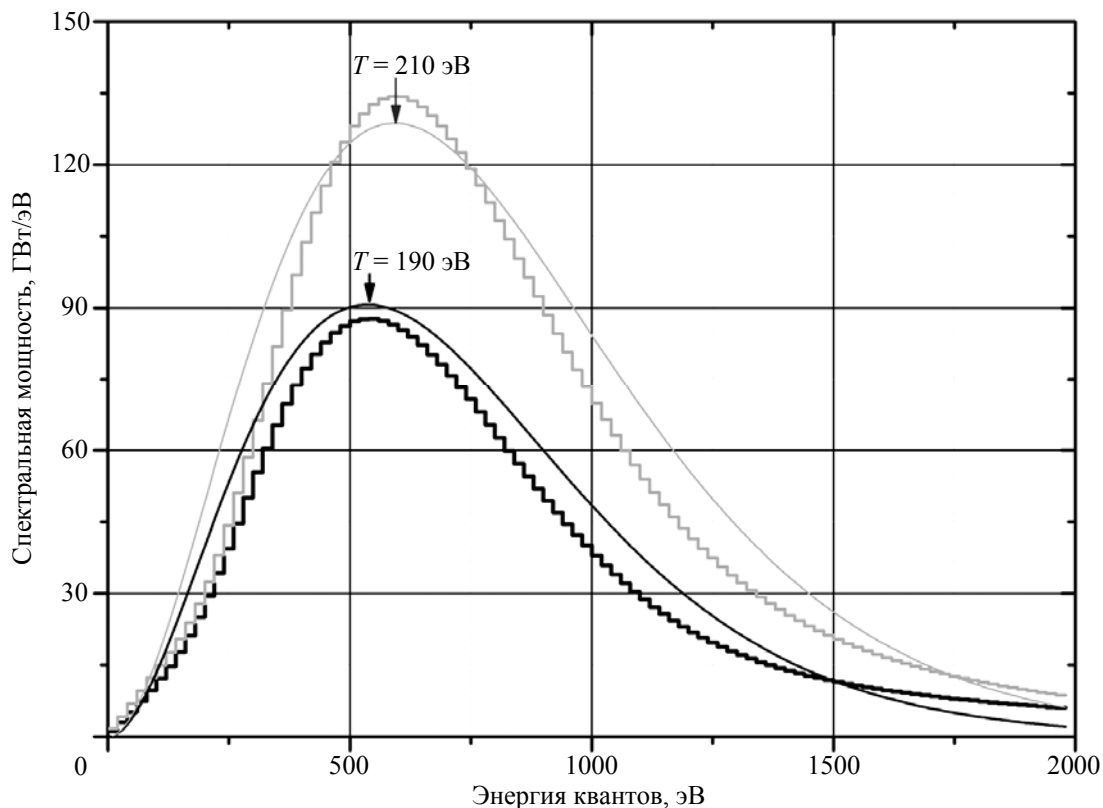


Рис. 7. Распределения спектральной мощности излучения на моменты максимумов импульсов МРИ, рассчитанные в 100-групповом приближении при  $A_0 = 1,75\%$  (—) и  $A_0 = 8\%$  (---). Тонкими сплошными линиями показаны соответственно-аппроксимирующие планковские зависимости с температурой  $T$

Пространственные распределения плотности вольфрамовой плазмы на момент прихода основной массы лайнера на ось системы, соответствующий началу термализации его кинетической энергии, приведены на рис. 8.

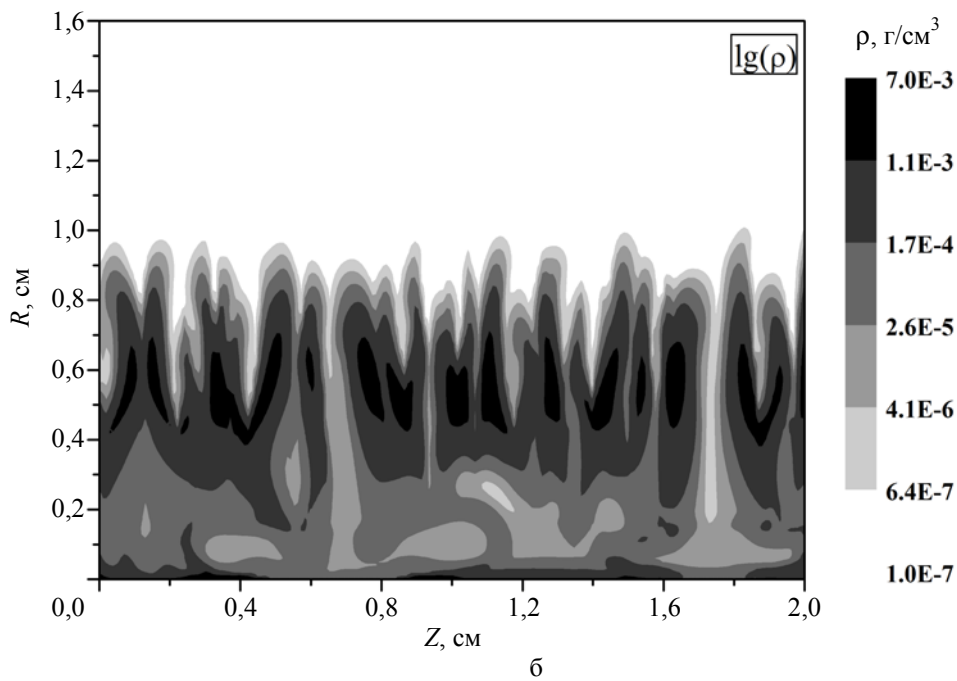
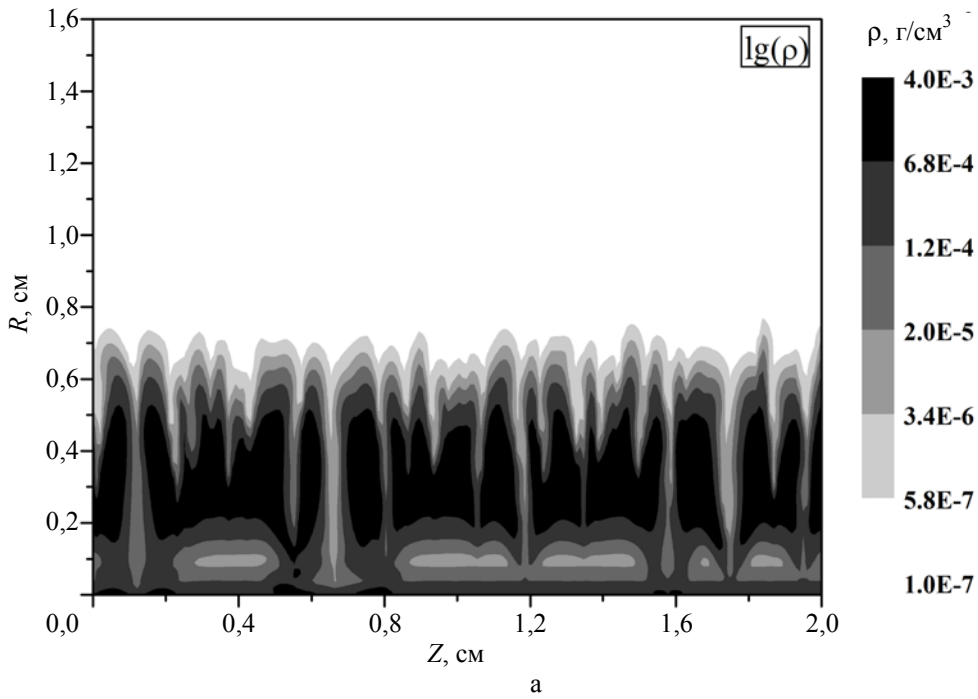


Рис. 8. Пространственное распределение плотности вольфрамовой плазмы в случаях  $A_0 = 1,75\%$  (а) и  $A_0 = 8\%$  (б) на момент начала термализации кинетической энергии лайнера



При подлете к оси лайнерная плазма имеет сильно неоднородную пространственную структуру с характерной длиной волны в аксиальном направлении  $\sim 1-2$  мм (рис. 8). Данная структура развивается из начальных возмущений плотности лайнера под действием рэлей-тейлоровской неустойчивости в процессе его радиальной имплозии. Причем чем больше амплитуда начальных возмущений, тем более уширенной плазменная оболочка подлетает к оси, что приводит к снижению мощности генерируемого импульса МРИ.

### *III. Заключение*

Исходя из численного моделирования Z-пинча на установке «Гамма» с помощью 2D РМГД кода FLUX-*rz*, можно сделать следующие прогнозы. В результате имплозии многопроволочного вольфрамового лайнера с полной массой 1,64 мг в зависимости от его технической реализации ожидается генерация импульса МРИ длительностью  $\sim 8,6-5$  нс с соответствующей максимальной мощностью  $\sim 80-120$  ТВт и энергией в основном импульсе  $\sim 800$  кДж.

### *Список литературы*

1. Завьялов Н. В., Гордеев В. С., Гришин А. В. и др. О перспективах генерации мощных импульсов МРИ на установке «Гамма» // Труды Международн. конференции XIV Харитоновские тематические научные чтения. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013. С. 153–160.
2. Repin B. G., Orlov A. P., Repin P. B., Selemir V. D. Calculation Method of Radiation Spectral Transfer in Frameworks of Two-Dimensional Magnetohydrodynamic Code FLUX-*rz* // IEEE Trans. Plasma Sci., 2010. Vol. 38, N 8, p. 1822.
3. Репин Б. Г., Орлов А. П. Численное моделирование многопроволочных Z-пинчей с учетом затянутого плазмообразования // Труды Международн. конференции XII Харитоновские тематические научные чтения. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010. С. 526–531.
4. Orlov A. P., Selemir V. D., Repin P. B., Ermolovich V. F. Two-dimensional numerical simulation of axial magnetic flux compression in Z- $\Theta$  pinch configuration // 15<sup>th</sup> IEEE Pulsed Power Conference. Monterey, California. 2005. P. 296–299.
5. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. – М.: Наука, 1985.
6. Баско М. М. Уравнение состояния металлов в приближении среднего иона // Теплофизика высоких температур. 1985. Т. 23. Вып. 3. С. 483–491.
7. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. – М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183–272.
8. Edmund P. Yu., Cuneo M. E., Desjarlais M. P. et al. Three-dimensional effects in trailing mass in the wire-array Z-pinch // Physics of Plasmas, 2008. Vol. 15, 056301.
9. Haines M. G. A Heuristic Model of the Wire Array Z-Pinch // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. Vol. 26, N 4. P. 1275–1281.

## **Numerical simulation of radiating Z-pinch on «Gamma» facility**

V. S. Gordeev, A. V. Grishin, A. P. Orlov, A. L. Mozgovej, B. G. Repin,  
S. L. Glushkov, S. Yu. Puchagin, K. V. Strabykin

*The paper describes the calculations of soft x-ray radiation (SXR) pulse parameters of the being currently developed electrophysical «Gamma» facility [1] operated in the mode of common plasma load.*