

## Эксперимент МАГО-IX

**В. К. Чернышев, В. П. Корчагин,  
Л. П. Бабич, О. М. Буренков,  
А. А. Волков, Г. И. Волков, В. И. Дудин,  
В. А. Иванов, А. В. Ивановский,  
А. И. Краев, В. Б. Куделькин,  
И. В. Морозов, С. В. Пак,  
С. М. Полюшко, А. Н. Скобелев,  
В. А. Токарев**

*Изложены результаты последнего в термоядерной программе «Магнитное обжатие» эксперимента МАГО-IX с плазменной камерой с третьим отсеком, предназначенным для дожатия плазмы сходящимся лайнером. Зарегистрирован импульс рентгеновского излучения, состоящий из интенсивного пика продолжительностью 1 мкс, за которым следует компонент с низкой интенсивностью длительностью более 10 мкс. В эксперименте нейтроны генерировались в основном в третьем отсеке. Зарегистрирован выход  $2 \cdot 10^{12}$  нейтронов. Показано, что дожатие предварительно нагретой плазмы в камерах, подобных МАГО-IX, перспективно для достижения термоядерного зажигания.*

### Введение

Программа «Магнитное обжатие» (МАГО) по достижению термоядерного зажигания без использования делящихся материалов – многообещающее направление в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу. Подход МАГО включает предварительный нагрев плазмы в газодинамической камере мегаамперным током взрывомагнитного генератора (ВМГ) с последующим дожатием лайнером [1–9]. Традиционно используются камеры с аксиальной симметрией и центральным электродом, делящим объем камеры на два или три отсека, соединенных узкими кольцевыми «соплами»: отсек ускорения и отсек (отсеки) торможения/синтеза, в которых протекают термоядерные реакции. Как правило, используется смесь D/T = 50/50 при давлениях до 20 Торр. Некоторые эксперименты были выполнены с уменьшенной долей трития и даже с чистым дейтерием. Основные результаты экспериментов МАГО-I, II, V, Vb, VI, VII и VIII с камерами, состоящими из двух отсеков, изложены в обзоре [9]. Высокие нейтронные выходы  $\sim 10^{12}$ – $10^{13}$ , достигнутые в экспериментах МАГО-I, II, V и VIII (D/T = 50/50, 10 Торр), рассматривались как свидетельство перспективности программы МАГО.

Импульсы рентгеновского излучения плазмы состоят из интенсивных пиков продолжительностью 1 мкс и «хвостов» низкой интенсивности длительностью более 10 мкс. Если последние являются свидетельством продолжительной жизни плазмы, то с учетом довольно высокой температуры электронов (порядка сотен эВ) можно сделать заключение о том, что термоядерное зажигание достижимо путем дополнительного обжатия плазмы. Результаты численного моделирования экс-

перимента МАГО-VIII демонстрируют, что «хвосты» генерируются объемной плазмой, более горячей и чистой, нежели плазма пристеночных слоев [10]. Однако для генерации второго импульса нейтронов, сравнимого с первым, при больших скоростях обжатия давлением продуктов взрыва во втором отсеке камеры развиваются процессы, снижающие эффективность сжатия.

Предполагается, что использование камеры с тремя отсеками позволит преодолеть эту трудность [9–11]. В такой конфигурации два первых отсека, предназначенных для формирования плазмы в конструктивно реализуемых габаритах, служат одновременно передающей линией, согласованной с импульсным источником энергии на основе спирального ВМГ диаметром 200 мм [12]. Диаметр третьего отсека, предназначенного для дожатия плазмы, может быть гораздо меньше, причем для проверки возможности дожатия целесообразна цилиндрическая форма отсека, удобная для использования цилиндрического заряда ВВ. Кроме того, по результатам численного моделирования (и предварительно проведенных экспериментов) ожидается, что плазма в третьем отсеке будет чище, чем во втором, где останется значительное количество тяжелых примесей. Еще одно преимущество заключается в том, что при использовании третьего цилиндрического отсека даже того же объема, что и второй полусферический отсек, но меньшего диаметра можно уменьшить время сжатия и, следовательно, снизить вероятность развития гидродинамических неустойчивостей внутренней поверхности третьего отсека, стенки которого являются одновременно лайнером, сжимающим плазму. Такой подход позволяет увеличить время извлечения энергии из питающего ВМГ приблизительно до 3 мкс и ввести в отсек энергию 1,4 МДж в течение 0,5 мкс при довольно низком напряжении на изоляторе камеры. Увеличивая длину и, соответственно, индуктивность отсека дожатия можно увеличить эффективность преобразования электромагнитной энергии во внутреннюю энергию плазмы до 30 %. Численное моделирование со смесью D/T = 50/50 при начальном давлении 5 Торр показало, что плазма перетекает в третий отсек со следующими параметрами, усредненными по его объему: массовая плотность  $\approx 3,5$  мкг/см<sup>3</sup>, максимальная температура ионов  $\approx 1,1$  кэВ, скорость генерации нейтронов  $dN/dt \approx 2 \cdot 10^{13}$  нейтр./мкс. Начальное давление в большинстве экспериментов МАГО ниже 10 Торр; это позволяет увеличить мощность, вкладываемую в единицу массы газа, и тем самым увеличить массу и температуру горячей плазмы. Наличие цилиндрического третьего отсека позволяет улучшить симметрию сжатия вследствие минимизации пристеночных эффектов: очевидно, что с увеличением длины отсека уменьшается объем, возмущенный граничными эффектами. По сравнению с двухсекционными камерами МАГО значительно увеличивается доля объемной горячей плазмы и ее температура; в частности, расчетное отношение температуры генерирующей нейтроны плазмы к средней температуре ионов составляет 4,5. При таком распределении энергии в объеме и жизни объемной плазмы  $\sim 10$  мкс скорость сжатия, необходимая для генерации второго нейтронного импульса, может быть обеспечена давлением продуктов взрыва.

В двух первых экспериментах с камерой диаметром 120 мм, включавшей третий цилиндрический отсек диаметром 50 мм, нейтроны генерировались во втором отсеке, а не в третьем. Зарегистрирован крайне низкий выход нейтронов  $(5-8) \cdot 10^{10}$ . Многообещающий эксперимент МАГО-III с камерой диаметром 200 мм и третьим цилиндрическим отсеком диаметром 90 мм оказался неудачным в связи с нештатной работой системы запитки. В эксперименте МАГО-IV с третьим полусферическим отсеком диаметром 120 мм (ток запитки 8 МА) измерен рекордный выход нейтронов  $2,2 \cdot 10^{13}$ . Однако, согласно изображению плазмы в собственных нейтронах, нейтроны генерировались в основном во втором отсеке, хотя рентгеновские датчики в третьем отсеке зарегистрировали довольно продолжительный сигнал, который, возможно, свидетельствует о том, что в этом отсеке генерировалась долгоживущая плазма.

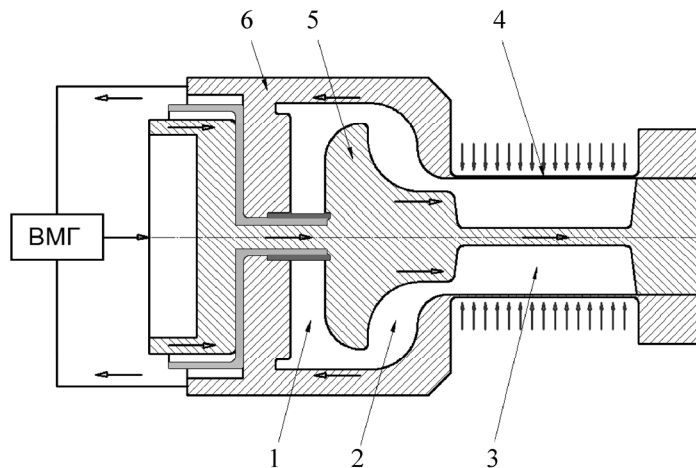


Рис. 1. Схема камеры МАГО-IX: 1 – отсек ускорения; 2 – промежуточный отсек; 3 – отсек дожатия; 4 – лайнер (стенка третьего отсека камеры); 5 – центральный электрод; 6 – внешний электрод (катод).  
Стрелки указывают планируемое сжатие продуктами взрыва

Для оценки перспективности камеры МАГО, включающей третий цилиндрический отсек, требовались новые исследования. Эксперимент МАГО-IX был выполнен 03.10.2005 г. Использовалась камера с внутренним диаметром 230 мм [12, 13] (рис. 1). Длина третьего отсека была увеличена до 150 мм, чтобы увеличить индуктивность камеры до 77 нГн по сравнению с 35 нГн в МАГО-IV и других экспериментах. Диаметр третьего отсека 100 мм, его объем в три раза превышал объем отсеков, предназначенных для дожатия в МАГО-IV (три отсека) и МАГО-I, Пр, II, V, Vb, VI, VII, VIII (два отсека). Численное моделирование предсказывало существенное увеличение энергии, извлекаемой из ВМГ, и ее доли, вводимой в третий отсек.

### Система диагностики

В МАГО-IX применяли несколько диагностических методов.

Спектры и временные параметры импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ) измеряли с использованием техники фольговых спектрометров (поглощающих фильтров), спектрометра ДАНТЕ и вакуумных рентгеновских диодов (ВРД).

1) Характеристики фильтров фольговых спектрометров приведены в табл. 1. Регистрационные каналы размещались в третьем отсеке: каналы со сцинтилляционными детекторами СД1–СД6 с различными фильтрами (направление каналов – вдоль хорды на расстоянии 16 мм от оси камеры около центрального электрода в середине отсека, положение 1 на рис. 2, см. также цв. вкл.) и два канала с СД с идентичными фильтрами на расстоянии 55 мм от центра отсека (направление каналов – вдоль оси симметрии камеры, положения 1(1) и 1(3) на рис. 2). Каналы вывода излучения направлены ортогонально центральной оси электрода вблизи его поверхности. Каналы СД1–СД6 регистрировали одну и ту же область в центральной части отсека; каналы СД1(1) и 1(3) направлены в начало и конец третьего отсека.

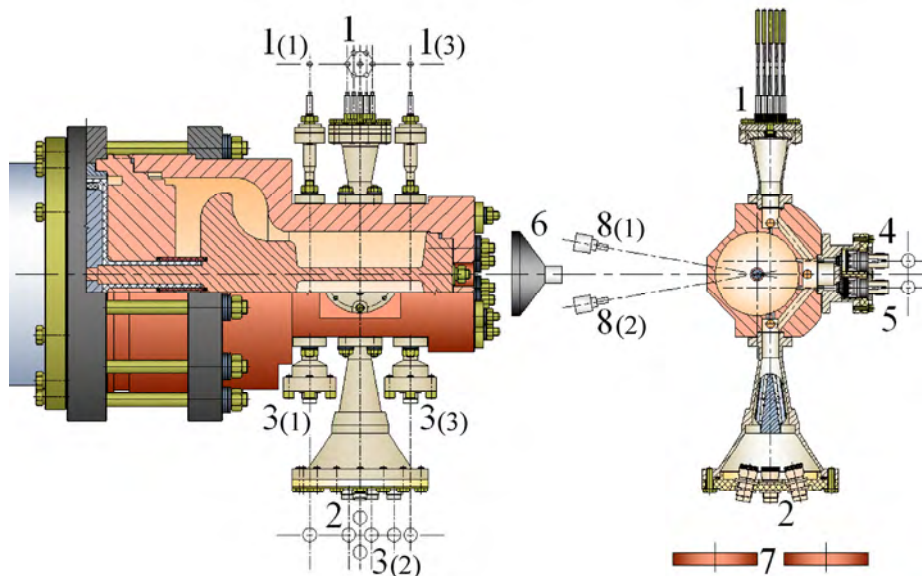


Рис. 2. Схема диагностики: 1, 1(1) и 1(3) – положения датчиков рентгеновского излучения (СД с ФЭУ) с поглощающими фильтрами; 2 – положение спектрометра ДАНТЕ; 3(1), 3(2) и 3(3) – положения ВРД; 4, 5 – положения фотоэлементов; 6 – детекторы нейтронов (СД с ФЭУ) метода времени пролета; 7 – пороговые индикаторы; 8 – СД с ФЭУ, регистрирующие выход нейтронов из второго и третьего отсеков

Таблица 1

Характеристики сцинтилляционных детекторов

Детектор	Материал, толщина фольги (мкм)	Область чувствительности (кэВ) на уровне 1/100
СД1, 1(1), 1(3)	Al ( $0,1 \pm 30\%$ ) + PPX (лавсан) ( $0,45 \pm 10\%$ )	$\approx 0,2-0,3; \geq 0,4$
СД2	In ( $0,4 \pm 15\%$ )	$> 0,1$
СД3	Ti ( $0,5 \pm 0,6\%$ )	$\approx 0,2-0,5; \geq 0,6$
СД4	Ti ( $2,3 \pm 5\%$ )	$\approx 0,4-0,5; \geq 1,0$
СД5	Al ( $4,0 \pm 6\%$ )	$> 0,65$
СД6	Cu ( $2,0 \pm 5\%$ )	$\approx 0,6-0,9; \geq 1,2$
СД7 (фон)	Al (1 мм)	–

2) Использовалась версия [14, 15] трехканального спектрометра ДАНТЕ [16] в диапазоне 0,2–1,5 кэВ (положение 2 на рис. 2). Каждый канал регистрировал определенный диапазон энергий фотонов. Диапазон ограничен: снизу – поглощающим фильтром, сверху – зеркалом. Характеристики каналов представлены в табл. 2. Спектрометр размещен в третьем отсеке. Регистрация велась вдоль хорды на стороне противоположной СД на расстоянии 16 мм от оси симметрии камеры около центрального электрода (3 рабочих и 1 фоновый канал). Каналы располагались вдоль оси камеры последовательно через 50 мм.

3) Пространственно-временные параметры плазмы измерялись тремя ВРД с идентичными фильтрами, расположенными последовательно вдоль оси симметрии камеры через 55 мм (положения 3(1), 3(2) и 3(3) на рис. 2).

Характеристики каналов спектрометра ДАНТЕ

$E, \text{кэВ}$	$E/\Delta E (\pm 2 \%)$	$K (\pm 10 \%)$	$\xi (\pm 20 \%), \text{Кл/кэВ}$	$S (\pm 2 \%), \text{см}^2$
0,2	0,14	0,26	$1 \cdot 10^{-20}$	0,28
0,4	0,1	0,05	$8 \cdot 10^{-21}$	0,25
1,25	0,54	0,38	$1,2 \cdot 10^{-21}$	0,36

Примечание:  $E/\Delta E$  – диапазон канала,  $K$  – коэффициент прозрачности,  $\xi$  и  $S$  – чувствительность и чувствительная площадь поверхности ВРД.

Запись сигналов с амплитудами 0,1–300 В велась с помощью осциллографов и делителей. Для минимизации электромагнитных наводок все кабельные линии были дополнительно экранированы. Сигналы с фоновго датчика позволили исключить вклад шумов.

Спектры и временные параметры оптического излучения измеряли с помощью фотоэлементов СДФ-14 и оптических фильтров СС-4 с полосой пропускания 300–500 нм. Измерения выполняли вдоль параллельных хорд в середине третьего отсека (положения 4 и 5 на рис. 2).

Временные параметры и спектры импульсов нейтронов измерялись методом времени пролета и пороговыми индикаторами. Сцинтилляционные детекторы с ФЭУ метода времени полета располагались на расстоянии 128 м от камеры вдоль ее оси симметрии (положение 6 на рис. 2). Индикаторы размещались на расстоянии 0,8 м от третьего отсека вдоль оси камеры (положение 7 на рис. 2). Область генерации нейтронов регистрировалась двумя СД с ФЭУ, расположенными на расстоянии 36 м от камеры ортогонально ее оси (положение 8 на рис. 2) [13]. Чтобы отделить излучение из третьего отсека от излучения из первого и второго отсеков, между камерой и детекторами размещали массивный цилиндр диаметром 1,85 м (рис. 3). Расстояние от центра цилиндра до оси камеры составляло 2,85 м. Детекторы располагались на противоположных сторонах цилиндра так, что СД1 регистрировал излучение из пространства слева от линии 01, а СД2 – из пространства справа от линии 02. Здесь 0 – точка на пересечении второго и третьего отсеков (см. рис. 3), наиболее удаленная от цилиндра.

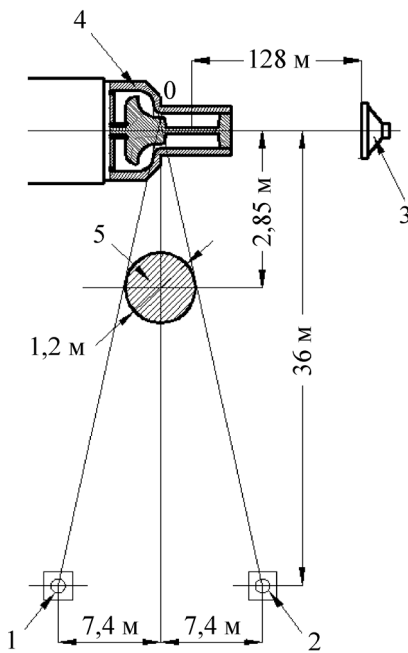


Рис. 3. Конфигурация нейтронных измерений: 1, 2 – сцинтилляционные детекторы для измерения выхода нейтронов от второго и третьего отсеков; 3 – детекторы методики времени полета; 4 – камера; 5 – массивный цилиндр

Система питания (ВМГ с фольговым размыкателем) генерирует мегаамперные импульсы тока микросекундного диапазона и, следовательно, мощные электромагнитные возмущения. Чтобы уменьшить уровень наводок в приборах, в дополнение к обычным мерам (заземление, экранировка питающих контуров и т. п.) были приняты меры, позволившие снизить напряжение и ток возмущений в приборах до 50 мВ и 0,1 мА соответственно, несмотря на неблагоприятную электромагнитную обстановку во время эксперимента [9]. Такой уровень шумов был несущественным в условиях эксперимента МАГО-IX, поскольку измеренные сигналы были на порядки величины выше.

### Результаты эксперимента

В эксперименте МАГО-IX ( $D/T = 50/50$ , 5 Торр, ток предварительной запитки 1,6 МА, основной ток 6,5 МА) зарегистрирован выход  $2 \cdot 10^{12}$  нейтронов. На рис. 4 показаны сигнал с фонового СД и производная тока на входе камеры. Два пика – до и после максимума производной – отражают рост индуктивности из-за перетекания плазменной оболочки из первого (ускорительного) отсека во второй (279 мкс) и из второго в третий (279,3 мкс). Очевидно, генерация нейтронов начинается в момент максимума производной. Нулевой уровень сигнала до начала (279,3 мкс)  $\gamma$ -импульса вследствие ( $n, \gamma$ )-реакций на рис. 8 (см. ниже) свидетельствует об отсутствии существенных электромагнитных наводок. Оптическое излучение из центральной части третьего отсека начинается в то же время; его яркость увеличивается в течение 10 мкс, затем излучение медленно затухает за время, превышающее 50 мкс.

На рис. 5 показаны импульсы МРИ с исключенным фоном в начале и конце третьего отсека (рис. 5,а) и в середине третьего отсека (рис. 5,б). На рис. 5,а после пика виден продолжительный сигнал с меньшей на порядок величины интенсивностью. На рис. 5,б за титановым фильтром после пика также следует сигнал крайне низкой интенсивности, за медным фильтром после пика сигнал практически отсутствует.

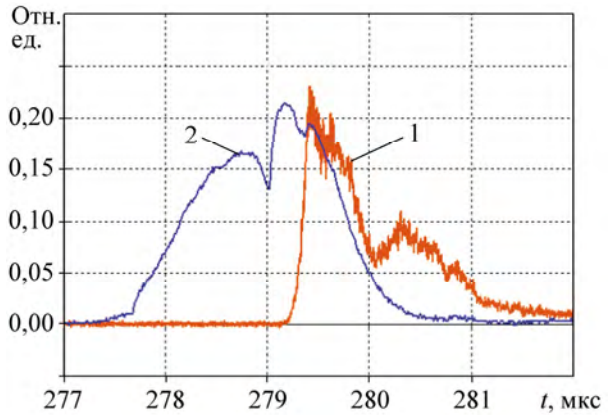
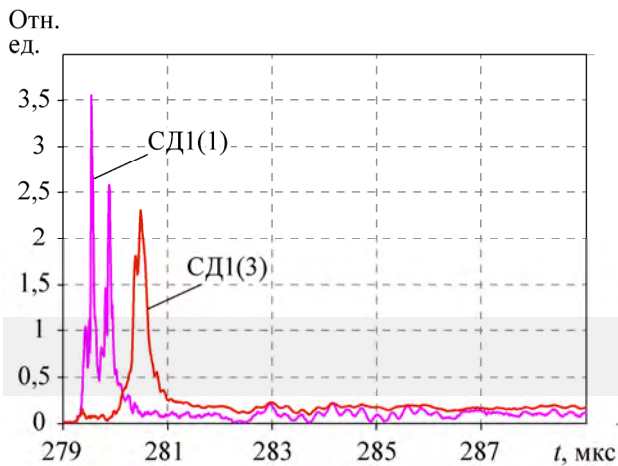
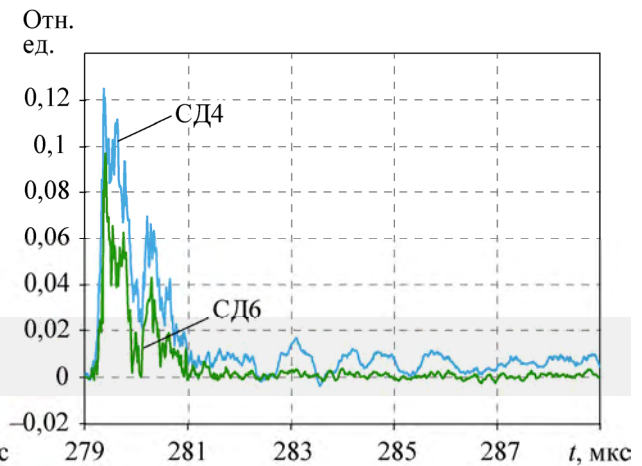


Рис. 4. Сигнал фонового СД (1) и производная тока  $dI/dt$  на входе камеры (2)



а



б

Рис. 5. Сигналы датчиков СД1(1) и СД1(3) (а) и СД4 (Ti фильтр) и СД6 (Cu фильтр)

Результаты измерений МРИ, выполненные с помощью ВРД, приведены на рис. 6. В начале отсека импульс МРИ широкий, в середине – уже и выше, а в конце он слабо разрешается над нулевой линией. Такое поведение соответствует изменениям температуры и плотности плазмы вдоль отсека. По задержке сигналов скорость распространения плазмы оценивается как  $v = 55 \text{ мм}/0,51 \text{ мкс} \approx 108 \text{ км/с}$ .

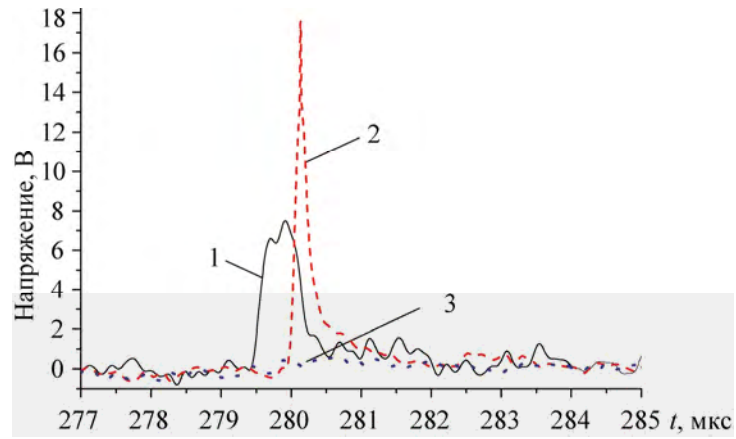


Рис. 6. Сигналы ВРД (МРИ) в начале (1), центре (2) и конце (3) третьего отсека

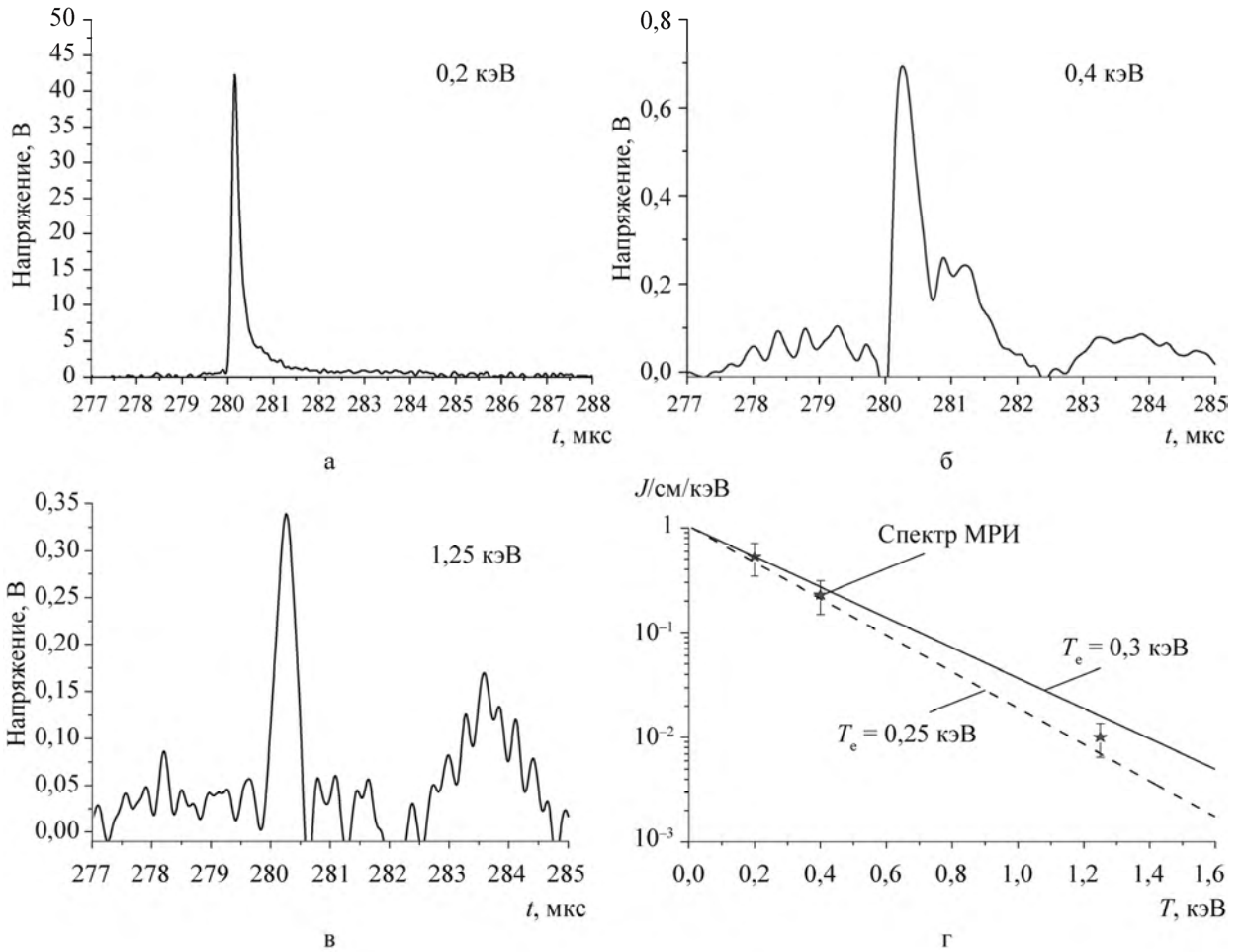


Рис. 7. Осциллограммы МРИ: а-в – энергетические каналы, спектрометр ДАНТЕ; г – спектр МРИ и температура электронов



Импульс, зарегистрированный спектрометром ДАНТЕ, показан на рис. 7 [12, 13]. На осциллограмме канала с энергией 0,2 кэВ (рис. 7,а) виден пик и сигнал малой величины, медленно спадающий за  $t > 5$  мкс. В области более высоких энергий амплитуды сигналов намного ниже (рис. 7,б,в). По амплитудам спектральной яркости восстановлен спектр МРИ и оценена температура электронов в момент времени  $t_{\max} \approx 280,2\text{--}280,3$  мкс (рис. 7,г) [12, 13]: в пределах точности измерений спектр экспоненциальный с температурой 0,25–0,3 кэВ. Численное моделирование дает [17]  $T_e \sim 0,5\text{--}0,8$  кэВ для чистой водородной плазмы и  $T_e \sim 0,3\text{--}0,7$  кэВ для плазмы с примесями. Верхнее значение измеренной температуры соответствует нижней границе  $T_e \sim 0,3$  кэВ вычисленной температуры, следовательно, излучение примесей сказалось на показаниях детектора. Однако продолжительность и спектр излучения позволяют сделать вывод, что довольно обширные области плазмы не содержали существенных включений атомов меди [12, 13].

На рис. 8 показаны сигнал с фонового СД и общий сигнал за счет нейтронов (n) и вторичного  $\gamma$ -излучения, измеренный на расстоянии 128 м. Временная задержка между импульсами  $\gamma$ -излучения и нейтронов  $\approx 2$  мкс. Формы  $\gamma$ -импульса и импульса фонового СД довольно близки. Импульс  $\gamma$ -излучения начинается в момент 279 мкс, что с хорошей точностью согласуется с началом генерации МРИ в начале третьего отсека (см. рис. 6). Длительность импульса нейтронов на полувысоте – 1,6 мкс.

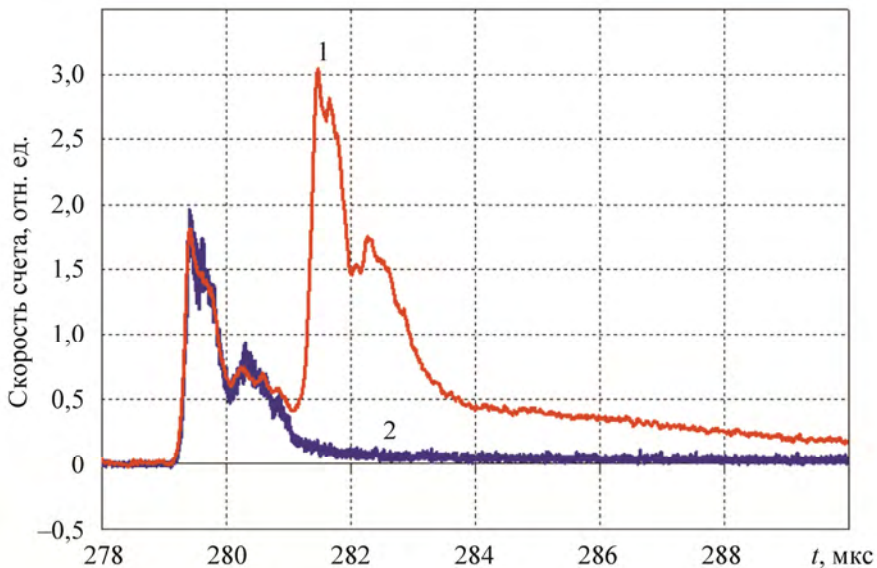


Рис. 8. Импульсы (скорость генерации) нейтронов (1) и  $\gamma$ -излучения (2) за счет (n,  $\gamma$ )-реакции в окружающем веществе (метод времени пролета)

Как и ожидалось, в третьем отсеке нейтроны генерировались (рис. 9), но измеренный выход нейтронов  $2 \cdot 10^{12}$  оказался значительно ниже предсказанного, что, скорее всего, связано со слишком ранним пробоем в сопле между вторым и третьим отсеками вследствие пониженного начального давления газа и большого тока запитки. Пробивное напряжение в водороде во втором сопле равно 500 В. По сравнению, например, с опытом МАГО-II с двумя отсеками (тот же ВМГ и, следовательно, то же напряжение на входе), в котором зарегистрирован выход нейтронов  $10^{13}$ , в МАГО-IX начальное давление было в два раза ниже (5 Торр) и питающий ток приблизительно два раза пре-



вышал ток в МАГО-II, т. е. условия для пробоя во время предварительной запитки были более благоприятными в МАГО-IX. Однако развитие пробоя в камерах МАГО серьезно не изучалось ни экспериментально, ни теоретически.

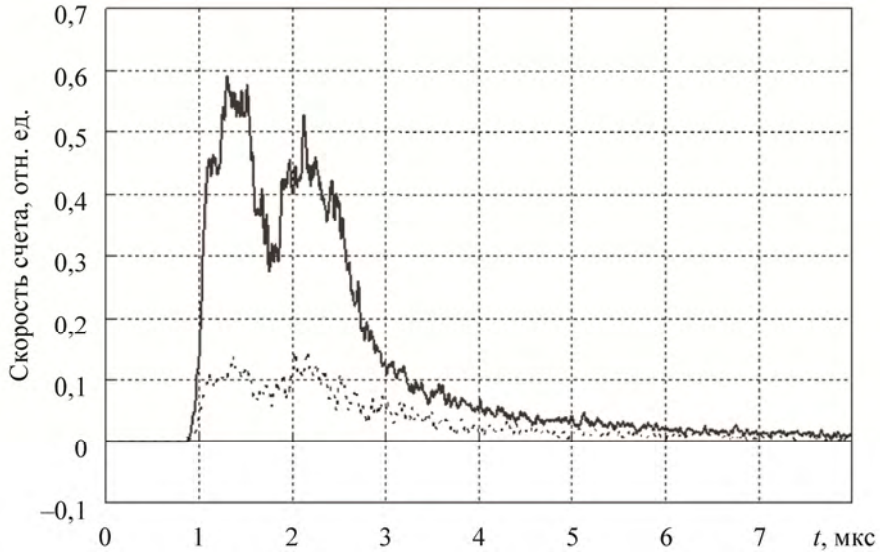


Рис. 9. Импульсы (скорость генерации) нейтронов (метод времени пролета):  
 ..... – второй отсек, — – третий отсек

На рис. 10 показаны импульсы МРИ на выходе из идентичных фильтров ( $Al (0,1 \text{ мкм} \pm 30 \%) + PPX (\text{лавсан}) (0,45 \text{ мкм} \pm 10 \%)$ ), измеренные в одинаковых условиях в экспериментах МАГО-VII, VIII и IX. Пик МРИ в экспериментах МАГО-VIII и МАГО-IX ниже, чем в МАГО-VII. Пик в эксперименте МАГО-IX шире пиков в экспериментах МАГО-VII и VIII. Увеличение времени жизни

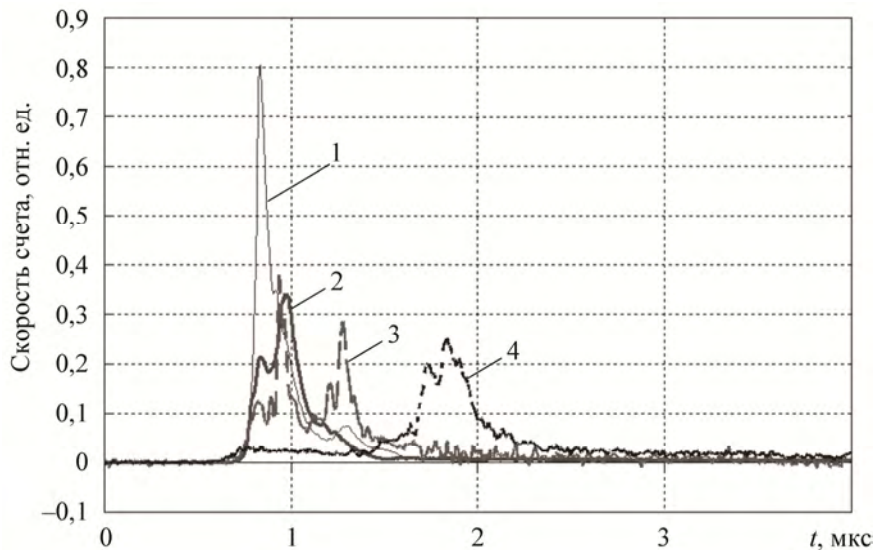


Рис. 10. Импульсы МРИ в экспериментах МАГО-VII (1), МАГО-VIII (2) и МАГО-IX (3 – в начале третьего отсека, 4 – в конце третьего отсека)

плазмы, вероятно, связано с большим объемом третьего отсека камеры МАГО-IX и, следовательно, большим временем распространения плазмы вдоль отсека: размеры третьего отсека (диаметр 100 мм, длина 150 мм) следует сравнивать с радиусом полусферического отсека синтеза (60 мм) в МАГО-VII и VIII.

Как и в экспериментах МАГО-VII и VIII, в МАГО-IX наблюдался «хвост» МРИ, но более интенсивный, что свидетельствует об увеличении температуры и плотности плазмы после пика МРИ и окончания генерации нейтронов.

На рис. 11 сравниваются зависимости от времени потока энергии МРИ из третьего отсека в эксперименте МАГО-IX и в экспериментах МАГО-VII и VIII. Энергия МРИ в МАГО-IX меньше, чем в МАГО-VII и VIII, что свидетельствует о более низком уровне вредных загрязнений в этом эксперименте. В МАГО-IX энергия, излученная долгоживущей плазмой в «хвосте», превышает энергию в пике.

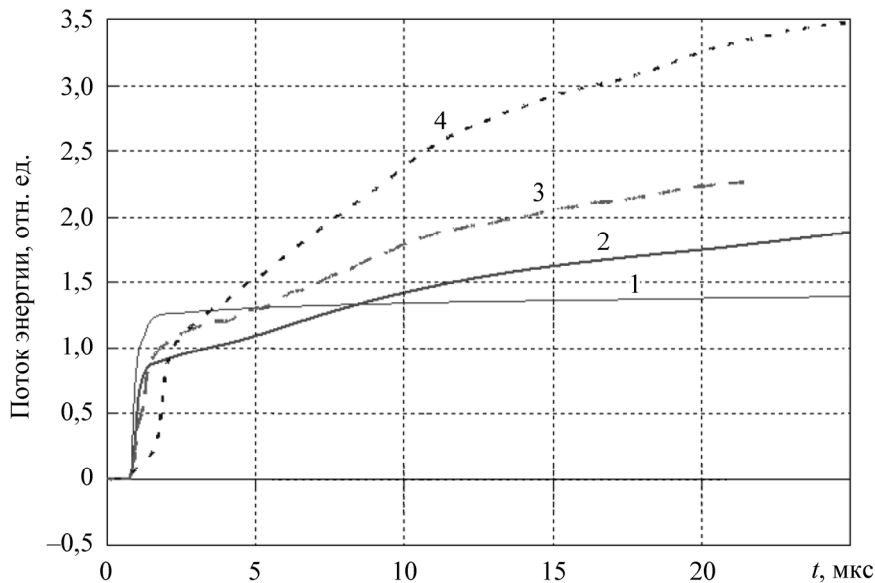


Рис. 11. Зависимости потока энергии МРИ от времени: 1 – эксперимент МАГО-VII; 2 – МАГО-VIII; 3 – МАГО-IX (начало третьего отсека); 4 – МАГО-IX (конец третьего отсека)

На рис. 12 приведены осциллограммы импульсов нейтронов и  $\gamma$ -излучения, измеренные вдоль оси симметрии камеры на расстоянии 128 м в экспериментах МАГО-VII, VIII и IX. Очевиден рост продолжительности генерации нейтронов в эксперименте МАГО-IX. Следовательно, как и ожидалось, по сравнению экспериментами МАГО-VII и VIII (камера с двумя отсеками) увеличилось время, в течение которого энергия извлекалась из ВМГ. Поздний выход нейтронов в МАГО-IX довольно высок; так, после 4 мкс он составляет 1/3 полного выхода, тогда как в МАГО-VIII он незначительный, т. е. вклад рассеянных нейтронов в показания детекторов в обоих экспериментах мал. Высокий поздний выход нейтронов в МАГО-IX свидетельствует о довольно продолжительном времени жизни термоядерной плазмы в третьем отсеке по сравнению с этим показателем в камерах с двумя отсеками.

Для достижения предсказанных значений температуры ионов 1,1 кэВ и скорости генерации нейтронов  $dN/dt \approx 2 \cdot 10^{13}$  нейтр./мкс целесообразны следующие усовершенствования.

- двусторонняя запитка камеры двумя ВМГ;

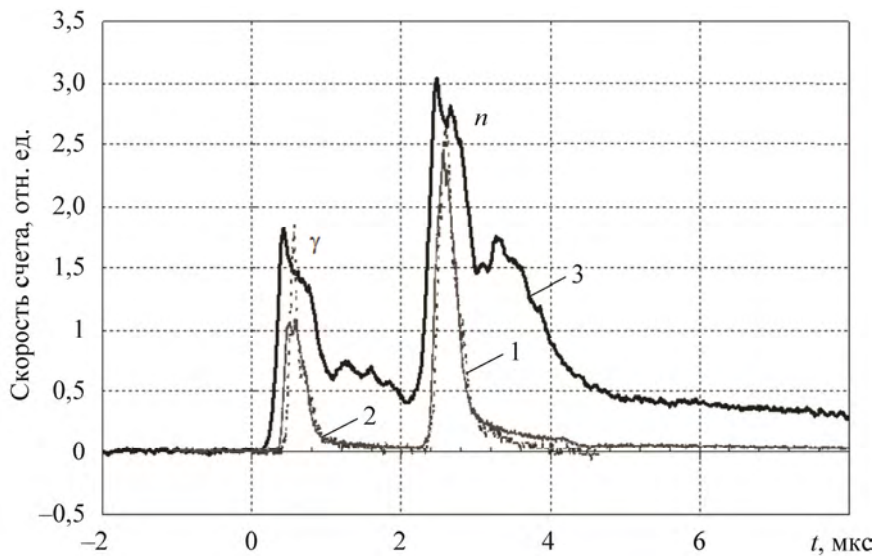


Рис. 12. Скорость генерации нейтронов ( $n$ ) и  $\gamma$ -излучения в экспериментах МАГО-VII (1), VIII (2) и IX (3). Импульсы нормированы на выходы нейтронов  $0,1 \cdot 10^{12}$  (МАГО-VII),  $5,5 \cdot 10^{12}$  (МАГО-VIII), и  $2 \cdot 10^{12}$  (МАГО-IX)

- увеличение электрического сопротивления герметичных вводов высокого напряжения;
- усовершенствование элементов камеры с целью увеличения электрической прочности и, как следствие, устранения нежелательных пробоев и снижения поступления в плазму тяжелых примесей;
- совершенствование системы диагностики.

## Заключение

МАГО-IX – успешный эксперимент с камерой диаметром 230 мм, содержащей третий цилиндрический отсек (диаметр 100 мм, длина 150 мм), в котором в основном генерировались нейтроны. В МАГО-IX зарегистрирован такой же импульс МРИ, как и в экспериментах МАГО-VII и МАГО-VIII с двухсекционными камерами. Спектр МРИ – степенной с температурой 0,25–0,3 кэВ. В согласии с прогнозом численного моделирования генерация нейтронов в третьем отсеке свидетельствует об интенсивном перетекании плазмы из второго отсека в третий и более высокой температуре и плотности плазмы в последнем. Зарегистрированный выход  $2 \cdot 10^{12}$  нейтронов ниже предсказанного, возможно, из-за преждевременного пробоя в сопле между вторыми и третьим отсеками.

В эксперименте МАГО-IX получена относительно чистая долгоживущая водородная плазма с температурой порядка сотен электронвольт, следовательно, камера с третьим отсеком перспективна как термоядерное устройство, технология лабораторной подготовки камер к взрывному эксперименту эффективна (хотя требуется дальнейшее совершенствование с целью уменьшения натекания примесей в плазму), диагностические методы достаточно точны, защита измерительных приборов во взрывных экспериментах надежна. Результаты МАГО-IX убедительно демонстрируют,

что эксперименты по обжатию предварительно нагретой плазмы в камерах, подобных камере МАГО-IX, являются многообещающими, особенно если принять во внимание, что подход «Магнитное обжатие» требует скоростей имплозии порядка десятков км/с, тогда как для инерциальной имплозии требуются скорости порядка сотен км/с. Хотя в эксперименте МАГО-IX энергия, вложенная в камеру, была ниже расчетной, его результаты свидетельствуют о том, что верификация эффективности адиабатического обжатия плазмы в камерах МАГО реальна посредством регистрации генерации второго пика нейтронов в третьем отсеке.

### Список литературы

1. Харитон Ю. Б., Мохов В. Н., Чернышев В. К., Якубов В. Б. О работе термоядерных мишеней с магнитным обжатием // УФН. 1976. Т. 120. С. 706.
2. Мохов В. Н., Чернышев В. К., Якубов В. Б. и др. О возможности решения проблемы управляемого термоядерного синтеза на основе магнитогазодинамической кумуляции энергии // ДАН СССР. 1979. Т. 247. С. 83–86.
3. Буйко А. М., Волков Г. И., Гаранин С. Ф. и др. Исследование возможности получения термоядерной замагниченной плазмы в системе с магнитным обжатием – МАГО // Докл. АН. 1995. Т. 344. С. 323–327.
4. Lindemuth I., Reinovsky R. E., Christian R. E. et al. Target plasma formation for magnetic compression/Magnetized Target Fusion (MAGO/MTF) // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 1953–1956.
5. Garanin S. F. The MAGO system // IEEE Transactions on Plasma Sci. 1998. Vol. 26. P. 1230–1239.
6. Garanin S. F., Mamyshev V. I., Palagina E. M. Calculations of wall-material washout by plasma in MAGO chamber // Ibid. 2006. Vol. 34. P. 2268–2273.
7. Garanin S. F., Mamyshev V. I., Yakubov V. B. The MAGO system: current status // Ibid. P. 2273–2277.
8. Гаранин С. Ф. Физические процессы в системах МАГО-MTF. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012.
9. Chernychev V. K., Korchagin V. P., Babich L. P. et al. A review of experimental progress in the MAGO/MTF thermonuclear program // IEEE Transactions on Plasma Sci. 2016. Vol. 44. P. 250–267 [doi: 10.1109/TPS.2016.2524211].
10. Бабич Л. П., Дудин В. И., Ивановский А. В. и др. Влияние эффекта Холла на динамику плазмы в камере МАГО // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 393–403 (Plasma Phys. Rep. 2008. Vol. 34. P. 355).
11. Dudin V. I., Burenkov O. M., Chernychev V. K. et al. MAGO chamber for thermonuclear plasma generation // Proc. of 13<sup>th</sup> Int. conf. on generation of megagauss magnetic fields and related experiments «Megagauss-13». Shanghai, China, 6–10 July 2010. P. 15.
12. Burenkov O. M., Dolin Yu. N., Duday P. V. et al. New configuration of experiments under MAGO program // Proc. of 14<sup>th</sup> Int. conf on generation of megagauss magnetic fields and related experiments «Megagauss-14». Hawaii, Island of Maui, USA, 14–19 October, 2012.

13. Волков Г. И. Сверхмощные взрывамагнитные генераторы электрической энергии. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009.

14. Bessarab A. V., Grigorovich S. V., Intyapin V. V. et al. Eight-channel X-ray spectrometer for 0.5–1.5 keV energy range with high time and energy resolution // *Rev. Sci. Instr.* 2000. Vol. 71. P. 82–87.

15. Токарев В. А., Бабич Л. П., Бахов К. И. и др. Методики и приборы рентгеновской и флуоресцентной спектроскопии для исследования быстропротекающих процессов в горячей плазме, конденсированных и гетерогенных среда // *Вестник Нижегородского госуд. ун-та им. Лобачевского. Сер. Прикладная рентгеновская физика.* 2010. Вып. 2. С. 224–232.

16. Ahlstrom H. G., Coleman L. W., Reinecker F. (jr.), Slivinsky V. W. Diagnostics of Shiva Nova high-yield thermonuclear events // *J. Opt. Soc. Am.* 1978. Vol. 68. P. 1731–1741.

17. Гаранин С. Ф., Кравец Е. М., Мамышев В. И., Токарев В. А. Статистический подход к рассмотрению излучения многозарядных ионов в плазме с коронарным равновесием // *Физика плазмы.* 2009. Т. 35. С. 744–757.

## Experiment MAGO-IX

V. K. Chernychev, V. P. Korchagin, L. P. Babich, O. M. Burenkov, A. A. Volkov, G. I. Volkov, V. I. Dudin, V. A. Ivanov, A. V. Ivanovskii, A. I. Kraev, V. B. Kudel'kin, I. V. Morozov, S. V. Pak, S. M. Polyushko, A. N. Skobelev, V. A. Tokarev

*Results of the MAGO-IX experiment, the last one under the thermonuclear program "Magnetic compression", with a plasma chamber with the third compartment intended for the plasma compression by imploding liner, are presented. The X-ray pulse consisting of intensive peak with duration of  $1 \mu\text{s}$  followed by a component with low intensity lasting more than  $10 \mu\text{s}$  was registered. In the MAGO-IX experiment neutrons were generated, basically, in the third compartment. The neutron yield of  $2 \cdot 10^{12}$  was detected. Results demonstrate that the compression of preliminary heated plasmas in chambers similar to MAGO-IX is promising for the thermonuclear ignition.*