

P13-2023-10

Е. Д. Вовченко<sup>1</sup>, А. А. Исаев<sup>1</sup>, К. И. Козловский<sup>1</sup>,  
К. А. Левтеров, В. Н. Швецов, А. Е. Шиканов<sup>1</sup>

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫЙ  
ДИОД С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ  
ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

---

<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,  
Москва

Вовченко Е. Д. и др.

P13-2023-10

Экспериментальный лазерно-плазменный диод  
с магнитной изоляцией для генерации нейтронов

Представлены результаты моделирования диодного ускорителя для генерации нейтронов с лазерным источником дейтронов и системой подавления электронной проводимости магнитными полями. Рассмотрены варианты формирования изолирующего магнитного поля кольцевыми постоянными магнитами и спиральной электродинамической линией. Показана возможность реализации на основе такого ускорителя эффективного импульсного генератора нейтронов. Полученные результаты проведенных компьютерного моделирования и физического эксперимента позволяют ожидать достижения рекордных значений энергетической цены нейтрона с использованием ядерной реакции  $T(d, n)^4\text{He}$ .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2023

Vovchenko E. D. et al.

P13-2023-10

Experimental Laser-Plasma Diode  
with Magnetic Insulation for Neutron Generation

The simulation results of a diode accelerator for generating neutrons using a laser source of deuterons and a system for suppressing electronic conduction by magnetic fields are presented. Options of the formation of an insulating magnetic field by ring permanent magnets and a spiral electrodynamic line are considered. The possibility of realizing an efficient pulsed neutron generator based on such an accelerator is shown. The results obtained in numerical and physical experiments allow one to expect the achievement of record values of the energy cost per one neutron yield using the nuclear reaction  $T(d, n)^4\text{He}$ .

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2023

## ДИОДЫ С ЛАЗЕРНЫМ ИСТОЧНИКОМ ДЕЙТРОНОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

Для решения ряда практических задач, выдвигаемых ядерной медициной, техникой ядерных реакторов и дистанционного ядерного контроля, геофизикой, требуются портативные генераторы нейтронов с повышенными выходными параметрами. В работе [1] была предложена схема импульсного нейтронного генератора на базе ионного диода с лазерно-плазменным источником дейтронов [2]. Его возможная реализация в виде запаянной ускорительной трубки (УТ) представлена на рис. 1.

В данной конструкции плазма образуется при фокусировке импульса лазерного излучения на твердую мишень в виде миниатюрной таблетки из дейтерида металла. Такой прибор обладает значительными перспективами с точки зрения решения указанных выше задач. На основе данных, изложенных в работах [3, 4], максимальное количество дейтронов, извлекаемых

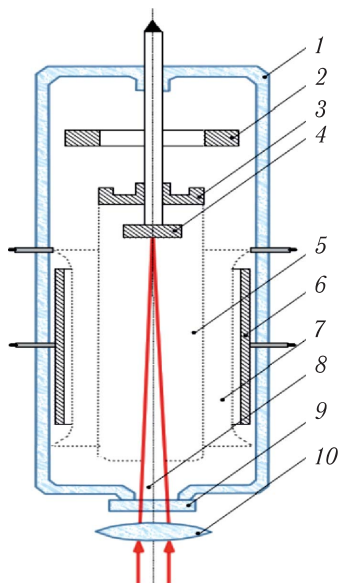


Рис. 1. Проект УТ с лазерно-плазменным источником дейтронов: 1 — герметичный корпус; 2 — газопоглотитель; 3 — анод ускоряющей системы; 4 — лазерная металлодейтериевая мишень; 5 — прозрачный участок анода; 6 — катод с нанесенной на его поверхность металлтригетриевой пленкой (нейтронная мишень); 7 — сетчатый электрод для подавления электронной проводимости; 8 — сфокусированный лазерный луч; 9 — оптическое окно; 10 — оптическая линза

из лазерной плазмы, можно оценить по формуле

$$N_d \approx 1,6 \cdot 10^{23} \frac{k W^{5/9} a^{8/9} \tau_L^{4/9}}{2\chi + Z + 1},$$

где  $k$  — коэффициент «закалки» ионизационного состояния плазмы;  $Z$  — порядковый номер металла-носителя лазерной мишени;  $\chi$  — коэффициент стехиометрии лазерной мишени по дейтерию;  $W, \tau_L$  — энергия и длительность лазерного импульса;  $a$  — размер пятна фокусировки излучения на мишень. Из этой формулы следует, что при  $k < 1/10$ ,  $\chi \leq 2$ ,  $\tau_L \sim 10^{-8} - 10^{-7}$  с,  $W = 0,05 - 1,5$  Дж,  $a \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  м число дейтронов, извлекаемых из плазмы, создаваемой в области анода, должно находиться в диапазоне  $N_d = 10^{13} - 10^{15}$ .

Нейтроны предполагалось генерировать при бомбардировке импульсно-периодическим потоком ускоренных дейтронов металлтригидриевой цилиндрической мишени, как показано на рис. 1, в результате осуществления ядерной реакции  $T(d, n)^4\text{He}$ . Эти идеи были поддержаны академиком Г. Н. Флеровым.

В процессе проведения соответствующих НИР и ОКР была разработана УТ с лазерным источником дейтронов под шифром ЛНТ-3, выпущена их установочная серия и успешно проведены в 1989 г. государственные испытания. Схема этого изделия в разрезе и его общий вид представлены на рис. 2.

Ускорение дейтронов осуществлялось под действием высоковольтного импульса, формируемого между сеткой 6 и анодом с помощью генератора импульсного напряжения (ГИН) в виде высоковольтного трансформатора или каскадной системы Аркадьева-Маркса. При запуске УТ между сетчатым электродом и подложкой мишени подключался резистор, создающий потенциальный барьер для электронов, эмитируемых катодом и перегружающих высоковольтный источник. Вакуум в рабочем объеме УТ поддерживался секцией пассивных газопоглотителей (геттеров). На рис. 3

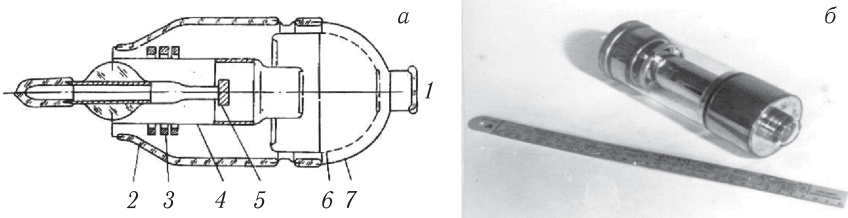
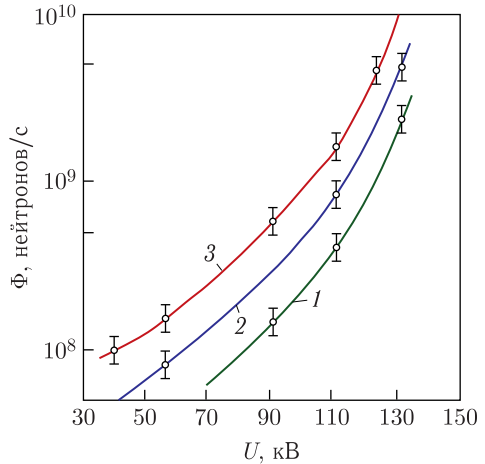


Рис. 2. Ускоряющая трубка с лазерным источником дейтронов (изделие ЛНТ-3). а) Схема УТ: 1 — оптическое окно; 2 — изолятор; 3 — геттеры; 4 — анод диодной ускоряющей системы; 5 — лазерная мишень; 6 — сетчатый электрод для подавления электронной проводимости; 7 — нейтронообразующая мишень в виде металлтригидриевой пленки, нанесенной на внутреннюю поверхность участка корпуса и играющей роль подложки мишени. б) Общий вид УТ

Рис. 3. Экспериментально полученные зависимости нейтронного потока от амплитуды ускоряющего напряжения на диодном зазоре: 1 — частота срабатывания УТ  $f = 10$  Гц; 2 —  $f = 25$  Гц; 3 —  $f = 50$  Гц



представлены результаты нейтронных измерений, проведенных в процессе государственных испытаний УТ.

Изделие ЛНТ-3 успешно использовалось при решении задач активационного анализа в транспортабельном генераторе нейтронов [5, 6], а работы по его созданию были отмечены Государственной премией УССР.

Анализ результатов госиспытаний показал, что при больших амплитудах напряжения и токах сетка 6 становится источником электронов в результате автоэлектронной эмиссии. Число эмиссионных электронов в диодной системе может достигать значений, определяемых выражением

$$\sim N_d \sqrt{\frac{M_d}{m}},$$

где  $M_d$ ,  $m$  — масса дейтрона и электрона соответственно. Появление эмиссионных электронов сильно ограничивает амплитуду ускоряющего напряжения в результате его падения на внутреннем сопротивлении ГИН. В результате становится невозможным увеличение нейтронного выхода УТ за счет наращивания энергетического вклада в ГИН и источник ионов. Поэтому данная трубка не имела дальнейших перспектив для повышения нейтронного выхода за счет увеличения амплитуды ускоряющего напряжения и тока.

Параллельно с разработкой УТ проводились работы по созданию стационарного генератора нейтронов с лазерным источником дейтронов и внешней вакуумной откачкой [6, 7]. Измерения на экспериментальной установке подобного типа дали результаты, аналогичные приведенным на рис. 3 для запаянных УТ, и выявили те же проблемы по ограничению нейтронного выхода. Для их устранения были предложены технические решения диода с «магнитной изоляцией» (ДМИ), в котором подавление электронной проводимости осуществлялось магнитным полем [8, 9].

## ПРИБЛИЖЕННАЯ ТЕОРИЯ ДИОДА С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ С КОАКСИАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ УСКОРЕНИЯ ДЕЙТРОНОВ

Принцип действия ДМИ понятен из рис.4. На этом рисунке представлена схема коаксиального ионного диода с лазерным источником дейтронов и подавлением электронной проводимости полем постоянного магнита в разрезе.

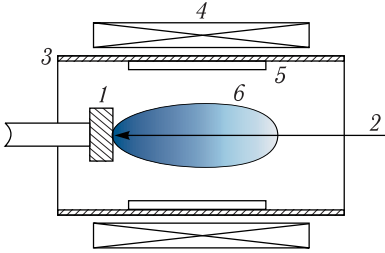


Рис. 4. Схема ДМИ в разрезе: 1 — плазмообразующая мишень; 2 — сфокусированное лазерное излучение; 3 — катод; 4 — кольцевой постоянный магнит, или соленоид; 5 — дейтронообразующая мишень; 6 — плазменный анод

В работе [10] был сформулирован алгоритм оценки критического значения индукции магнитного поля с использованием диффузионной модели Бома [11]. Эта модель работает, когда величина индукции удовлетворяет условию  $B \geq 0,1$  Тл. Следуя ей и полагая, что зависимость концентрации дейтронов в плазме от радиальной координаты имеет характер распределения Гаусса [12], получаем приближенное выражение для поперечной составляющей диффузионного дейтронного тока внутри плазменного образования:

$$j_{d\perp}(r, t, B) \approx \frac{e}{8\pi} \frac{N_d \theta(B, t, q) r}{R_{\perp}^4(B, t) (Vt + 10a) B} \exp \left[ -\frac{r^2}{R_{\perp}^2(B, t)} \right],$$

где  $e$  — элементарный электрический заряд;  $a$  — радиус пятна фокусировки лазерного излучения;  $t$  — время, отсчитываемое от начала лазерного импульса;  $r$  — поперечная радиальная координата;  $V \approx 2 \cdot 10^5$  м/с — максимальная скорость разлета плазмы в продольном направлении;

$$R_{\perp}(B, t) \approx V_{\perp}(B) t + 10a,$$

$$V_{\perp}(B) \approx 0,35V(1 + 1,9\sqrt{B})^{-1/2},$$

— зависимость максимальной скорости расширения плазменного фронта в поперечном направлении от значения продольной составляющей вектора индукции магнитного поля  $B$ , полученная в работе [10] на основе экспериментальных данных исследований свободного разлета лазерной плазмы в продольном магнитном поле, проведенных сотрудниками НИЯУ МИФИ для диапазона изменений  $B = 0,1-0,7$  Тл [13];

$$\theta(B, t, q) \approx \theta_0(q) \frac{(10a)^{3\gamma}}{R_{\perp}^{2\gamma}(B, t) (Vt + 10a)^{\gamma}}$$

— зависимость, отражающая адиабатический характер расширения плазмы с показателем  $\gamma = 5/3$ ,

$$q \approx \frac{W}{\pi a^2 \tau_L} \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ Вт/м}^2$$

— плотность потока энергии лазерного излучения в области пятна фокусировки;

$$\theta_0(q) \approx 10^{-5} q^{4/9}$$

— температура плазмы (в электронвольтах) в момент времени  $t_0$ , равный

$$t_0 \approx \frac{20a}{V}$$

и соответствующий прекращению столкновений в плазме.

Зависимость  $\theta_0(q)$  определяется на основе экспериментальных данных, приведенных в монографии [4].

На первом этапе расширения плазмы плотность извлекаемого из нее тока нарастает по закону Богуславского–Чайлда–Ленгмюра (закон «3/2») в обратной квадратичной пропорции по отношению к расстоянию между катодом и плазменным фронтом, оставаясь при этом меньше плотности диффузионного тока. К моменту времени выравнивания значений этих токов  $-t_1$  движение плазменного фронта в сторону катода прекращается, а извлечение дейтронов из плазмы начинает определяться диффузионным током. Затем плазменный фронт начинает перемещаться в обратном направлении. Этому этапу соответствует значение поперечного радиуса плазменного фронта, определяемого из уравнения, полученного в квазиплоском приближении:

$$j_{d\perp}(R_{\text{пф}}, t_1, B) \approx \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2}{M_d}} \frac{U^{3/2}(t_1 - t_3)}{(R_{\text{к}} - R_{\text{пф}})^2},$$

где  $t_3$  — время запуска ГИН;  $R_{\text{к}}$  — радиус катода ДМИ;  $R_{\text{пф}}$  — радиус плазменного фронта. Момент времени  $t_1$  находится из условия

$$\frac{d}{dt} R_{\text{пф}}[t, V_{\perp}(B)] = 0.$$

Оценку критического магнитного поля можно определить, используя уравнение, получаемое при рассмотрении динамики электрона в коаксиальной диодной системе:

$$B \approx \frac{1}{R_{\text{к}} - R_{\text{пф}}(B)} \sqrt{\frac{m}{e}} U[t_1(B) - t_3] \left\{ 2 + \frac{e}{mc^2} U[t_1(B) - t_3] \right\}.$$

Его численное решение на компьютере при значениях амплитуды ускоряющего напряжения  $U_0 = 300 - 500$  кВ дает оценку  $B_{\text{кр}} = 0,3 - 0,6$  Тл.

При этих значениях индукции магнитного поля проводилось компьютерное моделирование ДМИ по специальной программе, реализующей метод «крупных частиц» с использованием системы динамических уравнений

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{p}_k}{dt} = q_k \mathbf{E}(\mathbf{r}_k) + \frac{q_k c}{\sqrt{\mathbf{p}_k^2 + m_k^2 c^2}} [\mathbf{p}_k, \mathbf{B}(\mathbf{r}_k, t)] \\ \frac{d\mathbf{r}_k}{dt} = \frac{\mathbf{p}_k c}{\sqrt{\mathbf{p}_k^2 + m_k^2 c^2}} \end{cases},$$

самосогласованной с алгоритмом расчета напряженности электрического поля  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  и индукции магнитного поля  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  [14]. Отдельные укрупненные частицы представляют собой сгустки тороидальной формы с переменным радиусом, содержащие электроны или дейтроны.

Из анализа результатов компьютерного моделирования был сделан вывод, что для повышения эффективности ускорения дейтронов в ДМИ целесообразно использовать катод конической формы с равномерным уменьшением его радиуса вдоль оси симметрии  $z$

$$R_k(z) = R_{k0} - z \operatorname{tg} \left( \frac{\alpha}{2} \right),$$

где  $R_{k0}$  — значение радиуса катода в области плазмообразующей мишени (ось  $z$  направлена в сторону распространения плазмы);  $\alpha$  — угол раствора конуса. Такая зависимость обеспечивает рост магнитного поля вдоль оси  $z$ , замедление расширения плазменного облака в продольном направлении и лучшую концентрацию электрического поля в пространстве между плазмой и катодом.

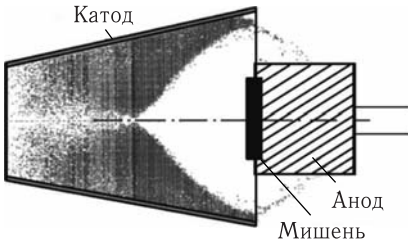


Рис. 5. Расчетное распределение концентрации электронов в ДМИ

На рис. 5 представлено расчетное распределение концентрации электронов в таком ДМИ при оптимальном значении  $\alpha \approx 20^\circ$ .

Доля электронов в полном токе диода в рассмотренном случае не превышала 1%, что хорошо видно из рис. 5.

Необходимую конфигурацию магнитного поля можно сформировать, например, в виде сборки из кольцевых постоянных магнитов. Такая система магнитной изоляции была реализована и представлена в работе [15]. При использовании в таких сборках магнитов на основе соединения NdFeB оказалось возможным формировать в области мишени ДМИ магнитные поля, превышающие критические значения, соответствующие амплитудам ускоряющего импульса до 500 кВ.



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИОДА С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

Для физического моделирования ДМИ была разработана экспериментальная вакуумная установка в виде разборного генератора нейтронов, общий вид которой представлен на рис. 6.

Внутри герметичного объема, откачиваемого турбомолекулярным насосом, располагался коаксиальный диод с анодным электродом, на торце которого размещалась плазмообразующая мишень в виде таблетки TiD, и цилиндрический катод с нейтронообразующей мишенью на его внутренней поверхности, как это показано на рис. 7.

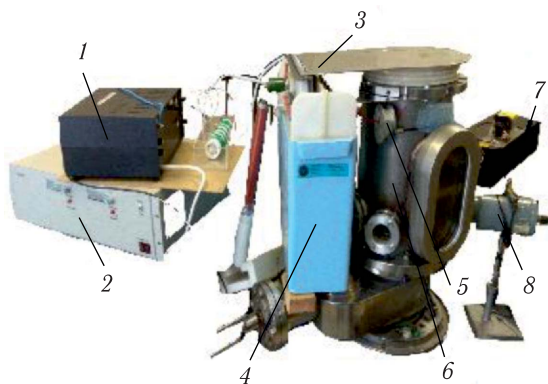


Рис. 6. Общий вид экспериментального ДМИ: 1 — блок запуска; 2 — блок зарядки; 3 — полосковый электрод; 4 — малоиндуктивный конденсатор; 5 — пояс Роговского; 6 — вакуумная камера; 7 — импульсный лазер; 8 — коаксиальный фотоэлемент

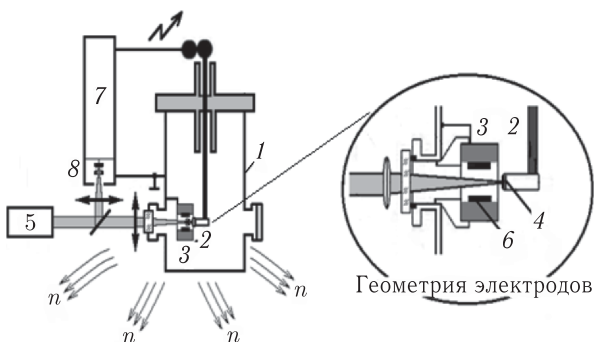


Рис. 7. Схема экспериментального ДМИ в разрезе: 1 — вакуумная камера; 2 — лазерно-плазменный анод; 3 — кольцевой магнит; 4 — плазмообразующая мишень; 5 — импульсный лазер; 6 — нейтронообразующая мишень; 7 — импульсный высоковольтный генератор; 8 — лазерный разрядник

Данная схема представляет вариант конструкции ДМИ с подавлением электронной проводимости кольцевым магнитом [16–18], играющим также роль катода диодной системы в соответствии с рис. 4.

Положительное высокое напряжение на аноде формировалось с помощью оригинального ГИН [19], собранного по схеме Аркадьева–Маркса. Общий вид и принципиальная схема ГИН представлены на рис. 8 и 9.

Первые два каскада содержат управляемые разрядники с лазерным и электрическим поджигом, что позволяет обеспечивать эффективную синхронизацию запуска лазера и ГИН.

Для исследования временных зависимостей тока ускоренных дейтронов использовалась схема измерений, представленная на рис. 10.

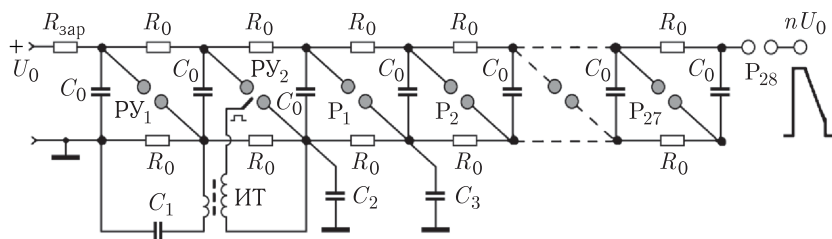


Рис. 8. Принципиальная схема ГИН:  $R_0$  — резисторы;  $C_0$ – $C_3$  — электрические емкости;  $PY_1$  — управляемый разрядник с лазерным поджигом;  $PY_2$  — управляемый разрядник с электрическим поджигом;  $P_1$ – $P_{28}$  — неуправляемые искровые разрядники атмосферного давления

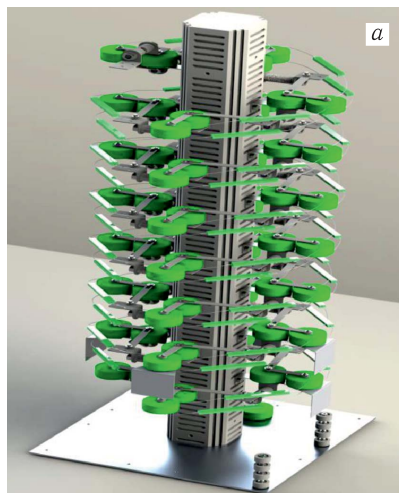
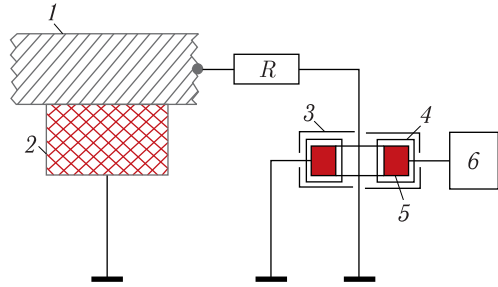


Рис. 9. Моделирование геометрии (а) и внешний вид (б) ГИН

Рис. 10. Схема измерения тока ускоренных дейтронов: 1 — участок стенки рабочей камеры; 2 — объемное шунтовое сопротивление  $R_{ш}$ ; 3 — корпус магнитоиндукционного преобразователя (МИП); 4 — катушка МИП; 5 — ферромагнитный сердечник; 6 — осциллограф с блоком временной спектрометрии



После разрядки «ударной» емкости ГИН на электродную систему ДМИ через объемное графитовое сопротивление  $R_{ш}$  (см. рис. 10), плотно прилегающее к поверхности стенки рабочей камеры, начинает протекать ток  $I(t)$ , примерно равный по временной структуре и величине току, формируемому в рассматриваемой электродной системе. Этот факт является следствием малости собственной емкости камеры по отношению к «ударной» емкости ГИН и ее электрического сопротивления по отношению к динамическому сопротивлению диодной системы. Поэтому через сопротивление  $R$  в результате деления напряжений будет протекать ток

$$I_1(t) \approx \frac{R_{ш}}{R} I(t),$$

который возбуждает ток в катушке МИП — модификации пояса Роговского, вырабатывающего сигнал, фиксируемый блоком временной спектрометрии сигнала. Этот ток с учетом отставания ионов титана от дейтронов в плазме при соответствующей калибровке будет определять ток дейтронов.

Регистрация формы ускоряющего импульса, подаваемого на диодную систему ДМИ, осуществлялась в соответствии со схемой измерений, представленной на рис. 11.

В результате срабатывания ГИН в пространстве, прилегающем к электроду (2), возникает переменное электромагнитное поле, которое наводит

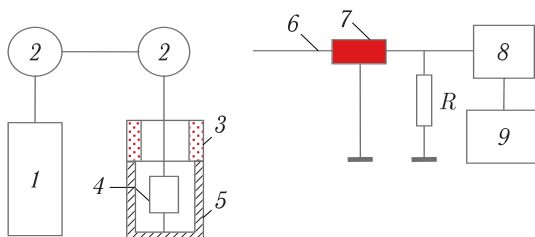


Рис. 11. Схема регистрации формы импульса напряжения ГИН: 1 — ГИН; 2 — шарообразные электроды; 3 — изолятор; 4 — электродная система ДМИ; 5 — корпус рабочей камеры; 6 — антенна; 7 — коаксиальный кабель с заземленной обмоткой; 8 — двухлучевой осциллограф; 9 — фотоэлектронный блок

в антенне (6) в виде металлического стержня длиной  $\sim 10^{-2}$  м электрический ток. Осциллограмма этого тока запоминается двухлучевым осциллографом (8). На его второй канал подается сигнал-метка от фотоэлектронного блока (9) для фиксации временной задержки высоковольтного импульса относительно лазерного.

Из линейности уравнений Максвелла следует, что полученная осциллограмма полностью повторяет импульс напряжения, создаваемого на электродах ДМИ. Для определения амплитуды импульса напряжения на электродной системе (4) использовалась традиционная в высоковольтной технике схема измерений с шаровыми разрядниками [20]. Результаты электродинамических измерений представлены на рис. 12 и 13.

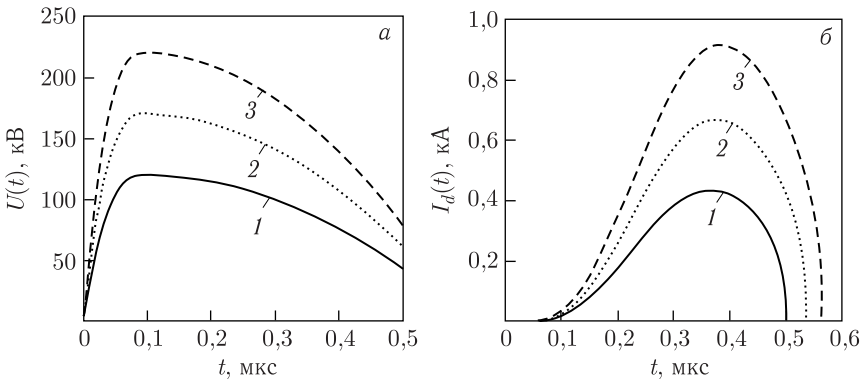


Рис. 12. Осциллограммы ускоряющего напряжения (а) и дейтронного тока (б) при разных напряжениях на выходе ГИН:  $U_0 = 120$  кВ (кривая 1); 170 кВ (кривая 2); 220 кВ (кривая 3)

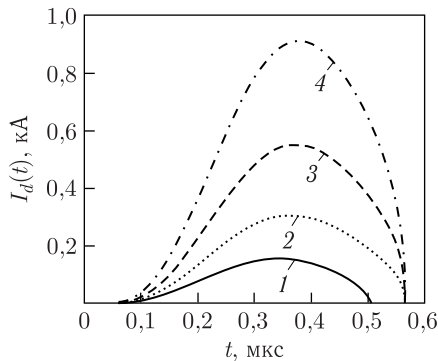


Рис. 13. Экспериментально полученные зависимости дейтронного тока  $I_d(t)$  при ускоряющем напряжении 150 кВ и разных энергиях лазера:  $W = 0,1$  Дж (кривая 1); 0,2 Дж (кривая 2); 0,4 Дж (кривая 3); 0,75 Дж (кривая 4)

## ПОДАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ДИОДЕ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ СПИРАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛИНИИ

Более перспективный вариант магнитной изоляции связан с возможностью использования для подавления электронной проводимости в ДМИ спиральной электродинамической линии в соответствии с техническим решением [9]. В НИЯУ МИФИ проведен ряд исследований по этому направлению [21, 22] и был предложен вариант реализации диода со спиральной линией, размещенной в непосредственной близости от катодного электрода, как показано на рис. 14.

При разряде емкостного накопителя на спираль в последней возникает импульс тока, который, руководствуясь экспериментальными осциллограммами, можно приближенно аппроксимировать зависимостью

$$I(t) \approx I_0 \frac{t}{\tau_a} \exp\left(-\frac{t - \tau_\Phi}{\tau_\Phi}\right) \sin\left(\frac{\pi t}{\tau_0}\right),$$

где  $\tau$  — характерное время его формирования;  $\tau_0$  — длительность импульса по основанию. Одновременно в катодке наводится встречный ток

$$I_k(t) \approx I(t)N,$$

где  $N$  — число витков спирали. В результате суперпозиции полей, создаваемых токами в спирали и катодке, между ними формируется магнитное поле с индукцией, оцениваемой по следующей формуле:

$$B(t) \approx 2\mu_0 \frac{I_0 N}{H \left[1 - \frac{z}{R_{к0}} \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right]} \frac{t}{\tau_a} \exp\left(-\frac{t - \tau_\Phi}{\tau_\Phi}\right) \sin\left(\frac{\pi t}{\tau_0}\right),$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная;  $H$  — продольный размер спирали.

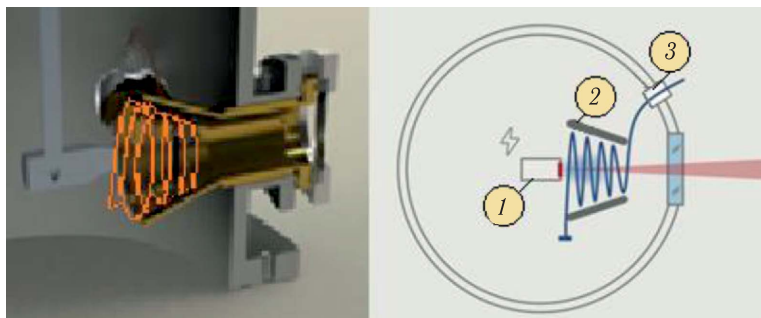


Рис. 14. Общий вид и схема электродной системы ДМИ с импульсной магнитной системой в разрезе: 1 — анод; 2 — конусообразный катод; 3 — вывод спиральной линии

Справедливость такой наглядной оценки индукции изолирующего магнитного поля в рассматриваемой системе, проведенной на качественном уровне, подтвердил точный компьютерный расчет. Его результаты, полученные для случая  $\alpha = 0$ , приведены на рис. 15, где представлена сравнительная картина распределения расчетных магнитных полей в окрестности участка спирали в свободном пространстве и при наличии катода, полученная в результате компьютерного моделирования.

На рис. 15 виден эффект «магнитного конденсатора», реализуемый в ДМИ с подавлением электронной проводимости импульсным магнитным полем электродинамической спиральной линии.

Известно [23], что энергия электронов, эмитируемых катодом при ионной бомбардировке, не превышает 1 кэВ. В этой ситуации компьютерный анализ динамики электронов в зазоре «спираль–катод» шириной менее 1 см показывает полное задержание электронов в прикатодной области при амплитуде тока  $I_0 \geq 1$  кА.

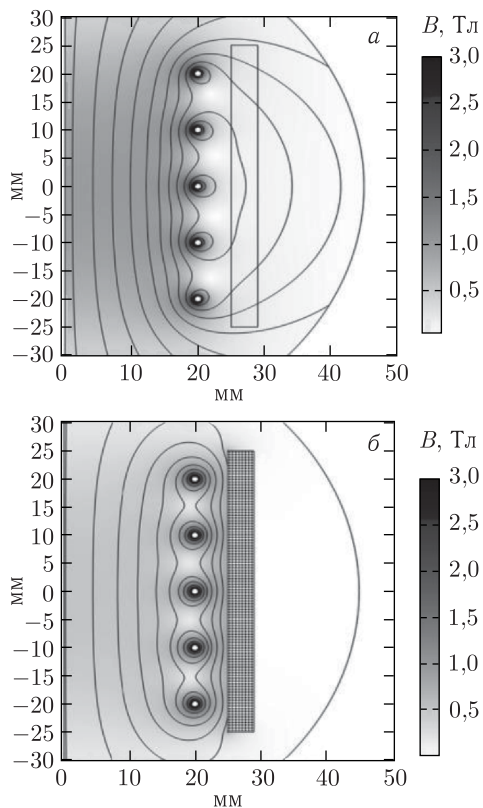


Рис. 15. Распределение расчетных магнитных полей при отсутствии (а) и наличии (б) катодного экрана

В результате автоэмиссии и ионной бомбардировки спираль сама становится источником электронов, ускоряемых к плазменному аноду электрическим полем, для напряженности которого в области, прилегающей к каждому проводнику, справедлива оценка по следующей формуле:

$$E_r \approx \frac{HU_0}{\pi N(R_c - R_{\text{пф}})\rho},$$

где  $R_c$  — радиус спирали;  $\rho$  — расстояние, откладываемое от центра проводника спирали в сторону плазменного анода.

Расчеты показали, что при токах  $I_0 \geq 1$  кА указанная сила электростатического воздействия на электроны компенсируется силой Лоренца, создаваемой вблизи проводника магнитным полем с индукцией, которую можно оценить выражением

$$B_1 \approx \frac{\mu_0 I_0}{2\pi\rho},$$

и электроны не достигают плазменного фронта.

### ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В ДИОДЕ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

На рис. 16 приведена схема испытаний экспериментального ДМИ. Для исследования его рабочих характеристик использовался наиболее перспективный режим импульсной магнитной изоляции. Обеспечение радиацион-

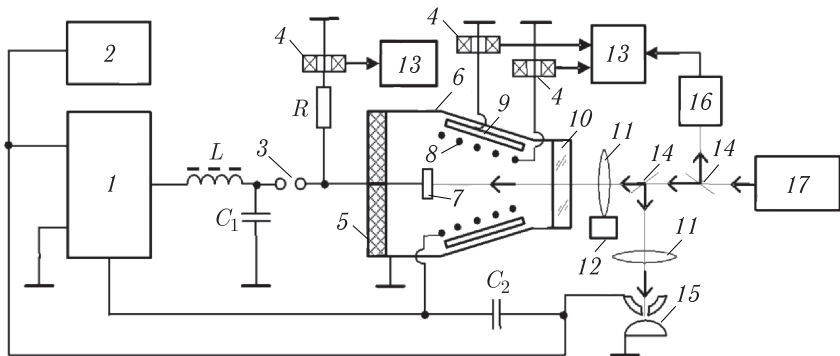


Рис. 16. Схема эксперимента по генерации нейтронов: 1 — импульсный высоковольтный генератор; 2 — блок зарядки; 3 — разрядник-обостритель; 4 — пояса Роговского; 5 — изолятор; 6 — вакуумная камера; 7 — плазмообразующая мишень; 8 — спиральная линия; 9 — катодный электрод с расположенной на нем пробной нейтронообразующей мишенью; 10 — оптическое окно; 11 — фокусирующие линзы; 12 — сканирующее устройство; 13 — осциллограф; 14 — частично прозрачные зеркала; 15 — лазерный управляемый разрядник; 16 — коаксиальный фотоэлемент; 17 — лазер

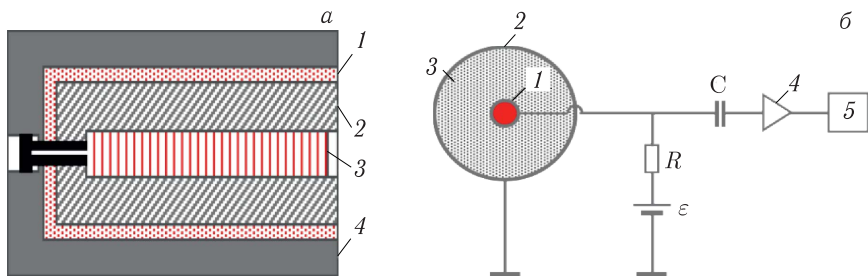


Рис. 17. а) Схема счетчика нейтронов в разрезе: 1 — поглотитель медленных нейтронов; 2 — замедлитель; 3 — детектор; 4 — внешняя парафиновая защита и схема включения детектора. б) Схема включения счетчика нейтронов: 1 — анод; 2 — катод; 3 — газовая смесь; 4 — формирователь сигнала; 5 — компьютер

ной безопасности при отсутствии помещений со средствами биологической защиты создавало серьезные трудности. Поэтому для ее обеспечения генерация нейтронов осуществлялась с использованием пробных дейтериевых нейтронообразующих мишеней малого размера (площадью  $\Delta S \approx 2 \text{ см}^2$ ) на реакции  $D(d, n)^3\text{He}$ , имеющей более чем на два порядка меньшее микросечение по сравнению с реакцией  $T(d, n)^4\text{He}$ .

Из известных средств измерений импульсных потоков быстрых нейтронов был выбран как наиболее удобный метод Хансена и Мак-Киббена с предварительным замедлением нейтронов. Для этого был изготовлен счетчик, позволяющий детектировать быстрые нейтроны с использованием ядерной реакции  $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ . Его схема в разрезе и схема включения представлены на рис. 17.

Чувствительность системы детектирования составила  $10^3$  нейтронов, попавших в объем, заполненный  $^3\text{He}$ . Ее калибровка осуществлялась с помощью аттестованных ампульных полоний-бериллиевых источников с использованием ядерной реакции  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ .

Пробная мишень из дейтерированного полиэтилена располагалась на катоде ДМИ. Катод имел форму конуса с основанием радиусом  $R = 0,035 \text{ м}$ , высотой  $H = 0,067 \text{ м}$  и углом наклона  $\alpha \approx 20^\circ$ .

По данным измерений среднее число нейтронов, излучаемых за один импульс при энергии лазерного импульса  $W = 0,75 \text{ Дж}$ , амплитуде ускоряющего импульса (под нагрузкой)  $250 \text{ кВ}$ , составило значение  $\Delta N \sim 10^7$ . Ему соответствует следующая оценка числа дейтронов, ускоренных к катоду:

$$N_d \approx 8\Delta N \left( N_A \rho_n \int_0^{\tau_0} dt i(t) \int_0^{U(t)} dT \frac{\sigma_{(d,d)}(T)}{F_n(T)} \right)^{-1},$$



где  $N_A$  — число Авогадро;  $\rho_n$  — плотность пробной мишени;  $i(t)$  — нормированный на единицу дейтронный ток;  $\sigma_{(d,d)}(T)$ ,  $F_n(T)$  — зависимости от энергии дейтрона микросечения реакции  $D(d, n)^3\text{He}$  и потерь энергии дейтроном в пробной мишени на единицу длины.

На основе полученной оценки можно прогнозировать нейтронный поток, излучаемый титанотритиевой толстой мишенью в полный телесный угол, используя следующую формулу:

$$Q \approx f \frac{N_A}{48} \chi \rho_{\text{Ti}} \frac{S}{\Delta S} N_d \int_0^{\tau_0} dt i(t) \int_0^{U(t)} dT \frac{\sigma_{(d,t)}(T)}{F_{\text{TiT}}(T)},$$

где  $\sigma_{(d,t)}(T)$ ,  $F_{\text{TiT}}(T)$  — зависимости от энергии дейтрона микросечения реакции  $T(d, n)^4\text{He}$  и потерь энергии дейтроном в титанотритиевой мишени на единицу длины;  $\chi, S$  — коэффициент стехиометрии по тритию и площадь мишени;  $\rho_{\text{Ti}}$  — плотность металла-носителя (титана) мишени;  $f$  — частота срабатываний ДМИ при его работе в импульсно-периодическом режиме.

На основании приведенных данных можно сделать перспективный прогноз потока нейтронов с энергией 14 МэВ, излучаемого мишенью ДМИ в полный телесный угол. Так, при реальных значениях  $U_0 = 500$  кВ, частоте срабатываний  $f = 10$  Гц и энергии лазерного импульса  $W = 2$  Дж можно ожидать достижения его значений  $Q \sim 10^{12}$  нейтронов/с.

## **ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ МАЛОГАБАРИТНЫХ ЗАПАЯННЫХ ДИОДОВ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ**

Небольшие габариты ДМИ позволяют ставить вопрос о создании запаянных УТ на его основе. С учетом приведенных выше данных были предложены два варианта подобного изделия (рис. 18).

В работе [24] дается обоснование технологических возможностей реализации этих проектов в виде действующих эксплуатационных образцов. На основе подобных изделий могут быть разработаны портативные высокоэффективные нейтронные генераторы для активационного элементного анализа геологических объектов в условиях естественного залегания, в медицинских лабораториях — для лечения онкологических заболеваний, запуска подкритических ядерных сборок и т. д.

Так, нейтронный генератор с выходом порядка  $10^{12}$  нейтронов/с может быть использован в установке для бор-нейтронной захватной терапии (БНЗТ). В настоящее время существует ряд проектов и действующих установок на реакторах с использованием протонных ускорителей [25]. Генератор на базе УТ обеспечит компактность нейтронного источника и простоту его эксплуатации, что позволит размещать такие установки для БНЗТ в медицинских центрах и клиниках.

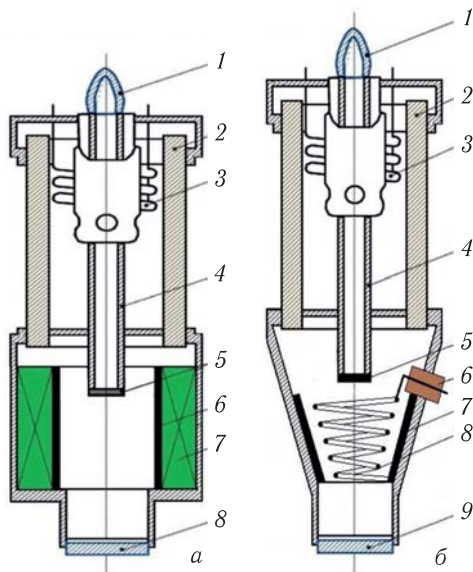


Рис. 18. Схема проектов УТ с подавлением электронной проводимости в разрезе. а) Магнитная изоляция постоянным магнитом: 1 — штенгель для отпайки трубки; 2 — керамический изолятор; 3 — геттеры; 4 — анодный электрод; 5 — плазмообразующая мишень; 6 — нейтронообразующая мишень; 7 — магнит; 8 — оптическое окно. б) Магнитная изоляция спиральной линией: 1 — штенгель для отпайки УТ; 2 — изолятор; 3 — геттерный насос; 4 — анод; 5 — плазмообразующая мишень; 6 — электрический ввод; 7 — нейтронообразующая мишень (катод); 8 — спираль; 9 — окно для ввода лазерного излучения

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. с. СССР № 457406. Импульсный генератор нейтронов. 1972 / Д. Ф. Беспалов, А. З. Минц, Р. П. Плешакова, А. Е. Шиканов.
2. Вергун И. И., Козловский К. И., Козырев Ю. П. и др. // ЖТФ. 1979. Т. 45, № 9. С. 2003–2006.
3. Ананьин О. Б., Афанасьев Ю. В., Быковский Ю. А., Крохин О. Н. Лазерная плазма. Физика и применения. М.: МИФИ, 2003. 400 с.
4. Быковский Ю. А., Неволин В. Н. Лазерная масс-спектрометрия. М.: Атомиздат, 1985. 130 с.
5. Беспалов Д. Ф., Бурмистенко Ю. Н., Быковский Ю. А. и др. Транспортальный генератор нейтронов с лазерным ионным источником и его применение для активационного экспресс-анализа горных пород в лабораторных условиях // ВАНТ. Сер. «Радиационная техника». 1990. Вып. 1, № 41. С. 5–9.
6. Tsybin A. S., Bykovsky Yu. A., Shikanov A. E. Analysis of Small Quantities of Matter by Using Laser-Plasma Devices. Publication of the Inst. of Geophys. Polish Acad. of Science, M21 (309). Warszawa, 1998. P. 93–102.

7. *Быковский Ю.А., Зубков Н.В., Козловский К.И. и др.* Лазерный генератор нейтронов: результаты разработки, применения, перспективы. Препринт МИФИ № 027-86. М., 1986. 15 с.
8. А. с. СССР № 766048. Импульсная нейтронная трубка. 1979 / Д. Ф. Беспалов, К. И. Козловский, А. С. Цыбин, А. Е. Шиканов.
9. А. с. СССР № 1468275. Импульсная нейтронная трубка. 1987 / В. М. Гулько, К. И. Козловский, Н. Ф. Коломиец и др.
10. *Didenko A. N., Shikanov A. E., Kozlovskii K. I. et al.* // Plasma Phys. Rep. 2014. V. 40, No. 11. P. 910–918.
11. *Чен Ф.* Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987. С. 175–187.
12. *Хора Х.* Физика лазерной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 36–65.
13. *Козловский К.И., Козырев Ю.П., Цыбин А.С.* // Физика плазмы. 1980. Т. 6, вып. 1. С. 69–72.
14. *Ращиков В.И.* Расчет электромагнитных полей в структурах сложной геометрии // ВАНТ. Сер. «Ядерно-физ. исслед.». 1990. Вып. 10, № 18. С. 225–230.
15. *Степанов Д.С., Козловский К.И., Скрипник А.П., Школьников Э.Я.* Система магнитной изоляции лазерно-плазменного ионного диода портативного генератора нейтронов // 8-я Междунар. конф. «Лазерные и плазменные исследования и технологии», ЛАПЛАЗ-2022: Сб. науч. тр. М.: НИЯУ МИФИ, 2022. С. 181.
16. *Shikanov A. E., Vovchenko E. D., Kozlovskii K. I., Shatokhin V. L.* // Tech. Phys. Lett. 2015. V. 41, No. 5. P. 511–513.
17. *Shikanov A. E., Vovchenko E. D., Kozlovskii K. I.* // At. Energy. 2016. V. 119, No. 4. P. 258–264.
18. *Shikanov A. E., Vovchenko E. D., Kozlovskii K. I. et al.* // Tech. Phys. 2018. V. 63, No. 6. P. 511–518.
19. *Vovchenko E. D., Isaev A. A., Kozlovskij K. I. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2017. V. 60, Iss. 3. P. 362–366.
20. *Бейер М., Бек В., Меллер К., Цаенгель В.* Техника высоких напряжений: теоретические и практические основы применения. М.: Энергоатомиздат, 1989. 554 с.
21. *Shikanov A. E., Vovchenko E. D., Isaev A. A. et al.* // Tech. Phys. 2017. V. 62, No. 6. P. 968–970.
22. *Исаев А.А.* Ускорение нуклидов водорода в портативных импульсных плазменных устройствах со скрещенными электромагнитными полями для генерации нейтронов. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. М.: НИЯУ МИФИ, 2022. 30 с.
23. *Гулько В.М., Ключников А.А., Коломиец Н.Ф. и др.* Ионно-вакуумные приборы для генерации нейтронов в электронной технике. Киев: Техника, 1988. 136 с.
24. *Pleshakova R. P., Ilyinskiy A. V., Isaev A. A. et al.* // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 1467–1470.
25. *Каныгин В.В., Кичигин А.И., Губанова Н.В., Таскаев С.Ю.* Возможности бор-нейтронозахватной терапии в лечении злокачественных опухолей головного мозга // Вестн. рентгенологии и радиологии. 2015. № 6. С. 36–42; <http://doi.org/10.20862/0042-4676-2015-0-6-142-142>.

Получено 14 апреля 2023 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 05.06.2023.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 1,31. Уч.-изд. л. 1,27. Тираж 125 экз. Заказ № 60673.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)