

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАЛОГАБАРИТНОГО ДИОДНОГО УСКОРИТЕЛЯ ДЕЙТРОНОВ С ИМПУЛЬСНОЙ МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

А. А. Исаев¹, Е. Д. Вовченко, К. И. Козловский, А. Е. Шиканов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Представлены результаты моделирования диодного ускорителя для генерации нейтронов с лазерным источником дейтронов и системой подавления электронной проводимости импульсным магнитным полем спиральной линии. Показана возможность реализации на основе ускорителя эффективного импульсного генератора нейтронов. Полученные результаты проведенных компьютерного моделирования и физического эксперимента позволяют надеяться на возможность реализации запаянной ускорительной трубки с выходными параметрами свыше 10^{10} нейтронов/импульс в результате ядерных реакций $T(d, n)^4\text{He}$. Предложена возможная конструкция такой ускорительной трубки, показана технологическая возможность ее технической реализации.

The results of simulation of a diode accelerator for generating neutrons with a laser source of deuterons and a system for suppressing electronic conductivity by a pulsed magnetic field of a spiral line are presented. The possibility of implementing an effective pulsed neutron generator based on the accelerator is shown. The obtained results of the computer and physical experiments carried out allow us to hope for the possibility of implementing a sealed accelerating tube with output parameters above 10^{10} neutrons/pulse as a result of $T(d, n)^4\text{He}$ nuclear reactions. A possible design of such an accelerating tube is proposed, and the technological feasibility of its technical implementation is shown.

PACS: 29.20.—c

В работах [1–4] были представлены результаты, полученные в НИЯУ МИФИ по исследованию и разработке диодных ускорителей с лазерным источником дейтронов и системой подавления электронной проводимости постоянным магнитным полем. Эти диоды с «магнитной изоляцией» (ДМИ) позволяли генерировать в импульсно-периодическом режиме, как отмечалось в указанных выше публикациях, нейтронные потоки в полный телесный угол (на уровне до 10^{10} нейтронов/с) в ходе ядерных реакций $T(d, n)^4\text{He}$.

Перспективы создания малогабаритных ускорительных трубок (УТ) с такими потоками ограничивались внешними поперечными размерами постоянного магнита. Поэтому была рассмотрена возможность создания ДМИ с импульсной магнитной системой подавления электронной проводимости в соответствии с техническим решением [5]. В НИЯУ МИФИ был проведен ряд исследований по этому направлению [6, 7]

¹E-mail: isaev@lenta.ru

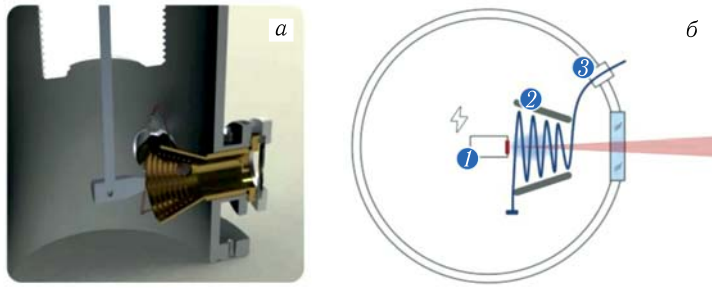


Рис. 1. Общий вид (а) и схема в разрезе (б) электродной системы ДМИ с импульсной магнитной системой: 1 — анод; 2 — конусообразный катод; 3 — вывод спиральной катушки

и был предложен вариант реализации диода со спиральной линией, размещенной в непосредственной близости от катодного электрода, как показано на рис. 1.

При разряде емкостного накопителя на спираль в последней возникал импульс тока, который на основе экспериментальных осциллограмм можно приближенно аппроксимировать зависимостью

$$I(t) \approx I_0 \frac{\tau}{\tau_\Phi} \exp\left(-\frac{t - \tau_\Phi}{\tau_\Phi}\right), \quad (1)$$

где $\tau_\Phi \sim 1-10$ мкс — характерное время его формирования. Этому току соответствует переменное магнитное поле, возбуждаемое в системе «спираль–катод». Согласно принципу суперпозиции его вектор индукции определяется следующим выражением:

$$\mathbf{B}(r, z, t) \approx \mathbf{B}_s(r, z, t) + \mathbf{e}_z \mu_0 \frac{I_c(t)}{H}, \quad (2)$$

где $\mathbf{B}_s(r, z, t)$ — магнитное поле спиральной линии; μ_0 — магнитная постоянная; $I_c(t)$ — величина тока, наведенного в катодном электроде; H — продольный размер спирали; \mathbf{e}_z — продольный орт цилиндрической системы координат.

Для его приближенного расчета удобно представить спираль в виде комбинации из K элементарных колец радиусом a с продольными координатами $z_k^s = (k-1)(H/(K-1))$, $k = 1, K$, по которым протекает ток $I(t)$. Тогда, применяя к этой системе проводников с током закон Био–Савара, после интегрирования по угловой координате получаем следующее выражение для вектора индукции магнитного поля:

$$\mathbf{B}_s(r, z, t) \approx I(t) \sum_{k=1}^K \mathbf{b}(r, a, z - z_k^s), \quad (3)$$

где $\mathbf{b}(r, a, z)$ — вектор индукции магнитного поля, создаваемого в точке с координатами r, z тонким кольцом радиусом a с единичным током, находящимся в центре координат. Выражения для его компонентов приводятся в работе [8]. Зависимость $I_c(t)$ определяется с учетом (1) и правила Кирхгофа следующим приближенным соотношением:

$$I_c(t) \approx \frac{L_{sc}}{L_c}(t) \approx I_0 \frac{L_{sc}}{L_c} \frac{t}{\tau_\Phi} \exp\left(-\frac{t - \tau_\Phi}{\tau_\Phi}\right), \quad (4)$$

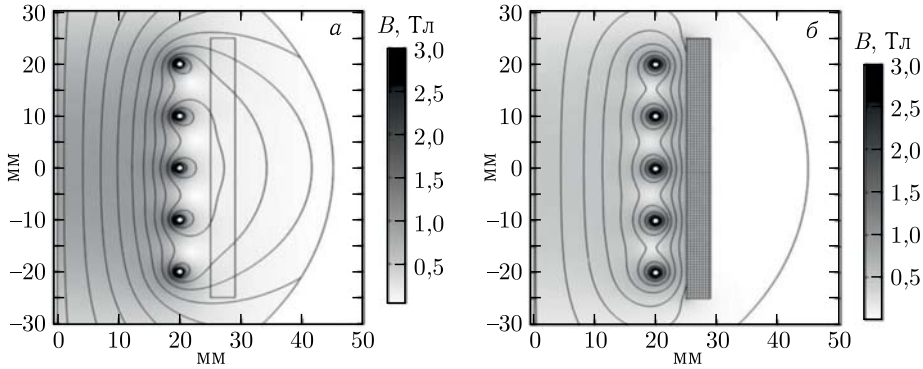


Рис. 2. Поведение распределения расчетных магнитных полей при отсутствии (а) и наличии (б) катодного экрана

где $L_{sc} \approx ((\pi\mu_0)/2)((Ka^2)/H)$, $L_c \approx ((\pi\mu_0)/2)((a+d)^2/H)$ — соответственно коэффициенты взаимной индуктивности системы «спираль–катод» и самоиндукции катодного электрода, d — расстояние между спиральной линией и катодом.

С учетом соотношений (2)–(5) получаем окончательное выражение для продольного компонента вектора индукции магнитного поля в системе «спираль–катод», определяющего процесс запирания эмиссионных электронов в диодной системе:

$$B_z(r, z, t) \approx I_0 \frac{t}{t_\phi} \exp\left(-\frac{t - \tau_\phi}{\tau_\phi}\right) \left[\sum_{k=1}^K b_z(r, a, z - z_k^s) + \mu_0 \frac{Ka^2}{H(a+d)^2} \right].$$

На рис. 2 показано поведение распределения расчетных магнитных полей в окрестности участка спирали в свободном пространстве и при наличии катода, полученная в результате компьютерного моделирования. На этом рисунке виден эффект «магнитного конденсатора», реализуемый в ускорителе.

Известно [9], что энергия электронов, эмитируемых катодом при ионной бомбардировке, не превышает 1 кэВ. В такой ситуации компьютерный анализ динамики электронов в зазоре «спираль–катод» шириной менее 1 см с учетом (1) показывает полное запираение этих электронов в прикатодной области при амплитуде тока $I_0 \geq 1$ кА.

Однако этот факт не говорит еще о полном подавлении электронной проводимости диода, поскольку спираль тоже может стать источником электронов в результате автоэмиссии и ионной бомбардировки. При этом подавляющими факторами в рассматриваемой магнитной системе могут служить как локальное магнитное поле вблизи отдельного проводника, так и поле рассеяния, формируемое в центральной области диода.

В первом случае, используя уравнения динамики, можно получить следующую оценку максимального радиального отклонения электрона от внутренней поверхности спирали в сторону центральной области диода:

$$\Delta\rho \approx \rho \exp\left(\frac{2\pi U}{\mu_0 c I_0}\right),$$

где ρ — радиус проводника спирали; U — максимальное значение ускоряющего напряжения; μ_0 — магнитная постоянная; c — скорость света, справедливая при вы-

полнении условия $2\Delta r < H/(K - 1)$. Если неравенство не выполняется, то условие магнитной изоляции устанавливается при проведении компьютерного анализа по специальному алгоритму. В процессе его реализации проводится расчет критической амплитуды тока спирали, при которой электроны не достигают поверхности расширяющейся плазмы, по методике, описанной в работе [2]. При этом должна учитываться конусная геометрия спиральной линии и катода путем введения поправочного множителя $(1 - (z/a) \operatorname{tg} \alpha/2)^{-1}$, где α — угол раствора конуса в выражении для продольного компонента вектора индукции магнитного поля в системе «спираль–катод», связанного с нарастанием магнитного потока вдоль оси z в соответствии с законом сохранения магнитного потока. Этот фактор способствовал уменьшению продольной скорости разлета лазерной плазмы, а следовательно, и увеличению концентрации дейтронов в области их извлечения.

Оценки, полученные по результатам компьютерных расчетов, показали, что наиболее оптимальные варианты геометрии диода, с точки зрения извлечения дейтронов, соответствуют углам раствора, лежащим вблизи значения $\alpha \approx 2 \operatorname{arctg} a/(2H)$, а критическое значение амплитуды тока, при котором осуществляется магнитная изоляция, должно находиться в диапазоне 1–5 кА.

Эти данные находятся в соответствии с результатами физических экспериментов, проведенных на разборном вакуумном стенде ускорителя. Их схема и методика основаны на описании, приведенном в предшествующих работах [6, 7].

Формирование потока ускоренных дейтронов осуществлялось следующим образом. Импульс инфракрасного излучения ($\lambda = 1,06$ мкм) фокусировался на твердую плазмообразующую мишень, в качестве которой использовались таблетки из дейтерида титана или дейтерированного полиэтилена. Часть излучения поджигала разрядник, стимулирующий мощный импульс тока в спиральной линии и запуск с генератора

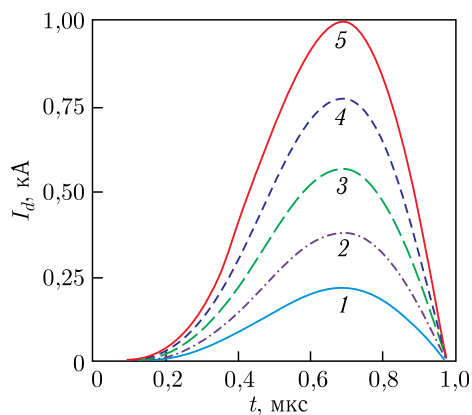


Рис. 3. Семейство зависимостей тока ускоренных дейтронов I_d от времени t , снятое при различных значениях амплитуды ускоряющего напряжения U (кВ): 1 — $U = 100$ кВ; 2 — 150 кВ; 3 — 200 кВ; 4 — 250 кВ; 5 — 300 кВ

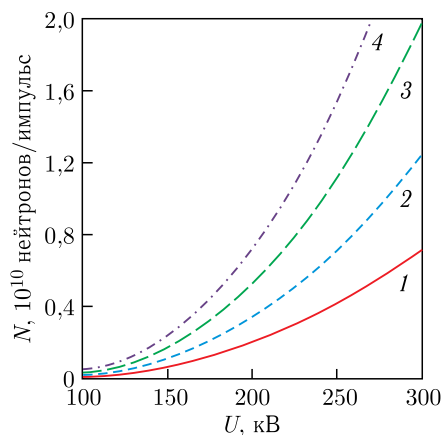


Рис. 4. Семейство прогнозируемых зависимостей нейтронного выхода с тритиевой мишени ускорителя за импульс от амплитуды ускоряющего напряжения U (кВ), построенное для различных значений энергии лазерного импульса W : 1 — $W = 100$ мДж; 2 — 200 мДж; 3 — 400 мДж; 4 — 750 мДж

импульсного напряжения, собранного по схеме Аркадьева–Маркса в соответствии с работой [10]. Геометрия системы подавления электронной проводимости, описанной выше, определялась значениями параметров $K = 8$, $a = 0,04$ м, $H = 0,07$ м, $d = 0,01$ м. При этом на спиральную линию разряжалась емкость $C_2 = 0,25$ мкФ, находящаяся под напряжением 10 кВ. При указанных параметрах индукция магнитного поля в соответствии с результатами компьютерного моделирования должна гарантировать магнитную изоляцию диодной системы. Особенности запуска генератора импульсного напряжения, описанные в работе [10], позволяли подбирать оптимальную временную задержку между формированием импульса ускоряющего напряжения и формированием плазменного анода.

Регистрация формы ускоряющего импульса, подаваемого на исследуемую диодную систему, осуществлялась с помощью антенного устройства в виде небольшого металлического стержня, в котором в результате электромагнитной наводки возникал электрический ток, фиксируемый осциллографом с временным анализатором. Импульс напряжения имел длительность по основанию порядка микросекунд и форму, близкую к синусоидальной. Амплитуда напряжения на аноде диодной системы могла варьироваться в диапазоне 100–300 кВ.

Ток ускоренных дейтронов измерялся с помощью пояса Роговского при разных значениях энергии лазерного импульса W и амплитуды импульса ускоряющего напряжения U . При этом осуществлялась временная спектрометрия дейтронного потока. На рис. 3 представлены характерные семейства временных зависимостей тока ускоренных дейтронов, полученные для различных значений U при $W = 0,75$ Дж.

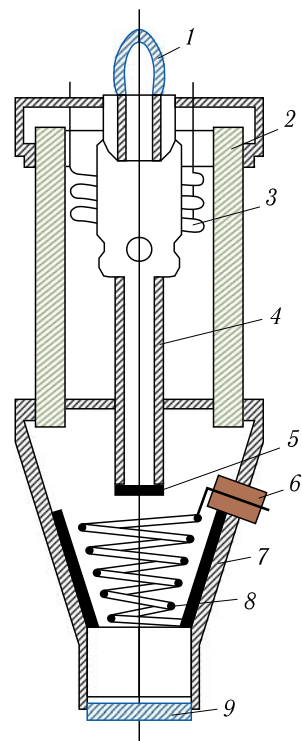


Рис. 5. Схема УТ на базе ДМИ в разрезе: 1 — штенгель для отпайки трубки; 2, 6 — изоляторы; 3 — геттерный насос; 4 — анод; 5 — плазмообразующая мишень; 7 — нейтронообразующая мишень (катод); 8 — спиральная линия; 9 — оптическое окно

Временные зависимости тока дейтронов позволили, применяя методику расчета, описанную в работе [11], спрогнозировать ожидаемый выход нейтронов в полный телесный угол за один импульс срабатывания ускорителя при осуществлении ядерной реакции $T(d, n)^4\text{He}$. На рис. 4 приводятся результаты этого прогноза.

Полученные результаты проведенных компьютерного моделирования и физического эксперимента позволяют надеяться на возможность реализации запаянной УТ с выходными параметрами. Ее возможная конструкция, предложенная в работах [12, 13], представлена на рис. 5.

Технологическая возможность технической реализации подобного изделия показана в работе [14].

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-29-00508), <https://rscf.ru/project/22-29-00508/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. с. СССР № 766048. Импульсная нейтронная трубка / Д. Ф. Беспалов, К. И. Козловский, А. С. Цыбин, А. Е. Шиканов. 1972.
2. *Didenko A. N., Shikanov A. E., Kozlovskii K. I., Shatokhin V. L., Ponomarev D. D.* // *Plasma Phys. Rep.* 2014. V. 40, No. 11. P. 910–918.
3. *Shikanov A. E., Vovchenko E. D., Kozlovskii K. I.* // *At. Energy.* 2016. V. 119, No. 4. P. 258–264.
4. *Shikanov A. E., Vovchenko E. D., Kozlovskii K. I., Rashchikov V. I., Shatokhin V. L.* // *Tech. Phys.* 2018. V. 63, No. 4. P. 511–518.
5. А. с. СССР № 1468275. Импульсная нейтронная трубка / В. М. Гулько, К. И. Козловский, А. Е. Шиканов и др. 1987.
6. *Isaev A. A., Kozlovskij K. I., Vovchenko E. D.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017. V. 907. P. 012025.
7. *Isaev A. A., Shikanov A. E., Kozlovskij K. I., Vovchenko E. D., Shatokhin V. L.* // *Tech. Phys. Russ. J. Appl. Phys.* 2017. V. 62, No. 6. P. 968–970.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
9. *Гулько В. М., Ключников А. А., Коломиец Н. Ф.* Ионно-вакуумные приборы для генерации нейтронов в электронной технике. Киев: Техника, 1988. 136 с.
10. *Vovchenko E. D., Isaev A. A., Kozlovskij K. I., Shikanov A. E., Shkolnikov E. Y.* // *Instrum. Exp. Tech.* 2017. V. 60, Iss. 3. P. 362–366.
11. *Bogdanovich B. Yu., Shikanov A. E.* // *Instrum. Exp. Tech.* 2014. V. 57, Iss. 1. P. 17–21.
12. *Bogdanovich B. Yu., Kozlovskij K. I., Nesterovich A. V., Shikanov A. E., Il'inskiy A. V., Urmanov E. G.* // *At. Energy.* 2017. V. 122, No. 4. P. 271–277.
13. *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.
14. *Pleshakova R. P., Ilyinskiy A. V., Shikanov E. A., Isaev A. A., Kozlovskiy K. I., Skripnik A. P.* // *Phys. At. Nucl.* 2020. V. 83. P. 1467–1470.