

04

Диод для ускорения нуклидов водорода с подавлением электронной проводимости внутренним кольцевым магнитом

© А.Е. Шиканов, Е.Д. Вовченко, К.И. Козловский, В.Л. Шатохин

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва
E-mail: vlshatokhin@mephi.ru

Поступило в Редакцию 16 декабря 2014 г.

Сообщаются новые экспериментальные результаты по получению ускоренных дейтронов в малогабаритном диоде с магнитной изоляцией. Плазма, содержащая дейтроны, образовывалась на аноде при облучении мишени из TiD сфокусированным лазерным излучением с длиной волны $1.06 \mu\text{m}$. Импульс ускоряющего напряжения формировался с помощью генератора Аркадьева–Маркса. Катод диода симметрично охватывал анод и представлял собой постоянный кольцевой магнит с внутренним радиусом не более 0.02 m и индукцией на оси до 0.4 T , обеспечивающий магнитную изоляцию ускоряющего зазора. Эксперименты показали возможность получения токов ускоренных дейтронов с энергией до 300 keV на уровне до 0.5 kA при длительности импульса $\leq 0.5 \mu\text{s}$.

В работе [1] представлены результаты исследований малогабаритных ионных диодов с магнитной изоляцией для генерации нейтронов. Такие приборы в настоящее время востребованы для технологий обнаружения и идентификации скрытых опасных предметов, нейтронного каротажа нефтегазовых и рудных скважин, нейтронно-активационного анализа и т.д. [2]. Эффективность их применения в значительной мере определяется габаритами изделия. В этом плане особый интерес представляет использование в таких диодах постоянных кольцевых магнитов. В [1] рассмотрен диод, использующий сборку из тонких кольцевых самарий-кобальтовых магнитов, расположенных вне вакуумного объема. Это существенно ограничивает радиальный габарит прибора. Авторами было предложено использовать в диоде протяженный цилиндрический магнит с продольной намагниченностью, расположенный внутри вакуумного объема. Магнит должен быть выполнен из материала на основе

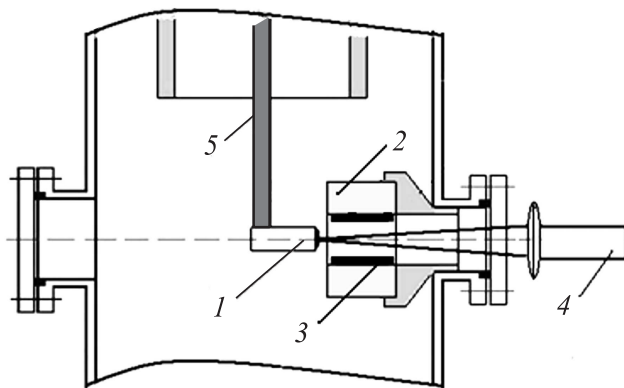


Рис. 1. Схематический разрез экспериментальной установки для исследования диода: 1 — анод; 2 — катод; 3 — место для расположения нейтронообразующей мишени; 4 — лазерный луч; 5 — ввод ускоряющего напряжения.

соединения NdFeB. При этом на него возлагалась также роль катодного электрода.

Целью данной работы является практическая реализация высоких эмиссионных возможностей лазерной плазмы как источника дейтронов в малогабаритном ускорительном диоде с изоляцией тока электронов полем постоянных магнитов.

Экспериментальные исследования выполнены на откачном макете диода, схематический разрез которого представлен на рис. 1. Давление в рабочем объеме установки составляло $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ Па. В диоде осуществлялось прямое ускорение к катоду дейтронов, извлекаемых из лазерной плазмы в электрическом поле, которое формировалось при подаче на анод импульса положительного высокого напряжения. На торце анода располагалась плазмообразующая мишень в виде таблетки из TiD, на которую фокусировалось излучение лазера на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом с длиной волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$. Плотность мощности лазерного излучения в области образования плазмы составляла $q \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, а длительность лазерного импульса $\tau_l \approx 7 \text{ ns}$. Катод изготовлен из магнитного материала на основе соединений NdFeB. На нем предусмотрено размещение нейтронообразующей

мишени для проведения последующих экспериментов по генерации нейтронов.

Магнитное поле обеспечивало подавление паразитного электронного тока в ускоряющем зазоре. Критическое магнитное поле, при котором электроны с катода не достигают плазменной струи, а возвращаются обратно на катод, оценивалось по схеме, описанной в [1] с использованием следующей формулы:

$$B_c > \frac{2R_A}{R_K^2 - R_A^2} \sqrt{\frac{m}{e} U \left(2 + \frac{eU}{mc^2} \right)} = 10^{-7} \frac{2R_A I_0}{R_K^2 - R_A^2} \sqrt{\frac{eU}{mc^2} \left(2 + \frac{eU}{mc^2} \right)},$$

где I_0 — ток Альфвена, m — масса электрона, U — максимальное напряжение на диодном зазоре, R_K — радиус катода, R_A — максимальный радиус плазменного анода. Для используемой в эксперименте геометрии $B_c \approx 0.4$ Т.

Импульс лазера регистрировался коаксиальным фотоэлементом. Амплитуда ускоряющего напряжения определялась по стандартной методике с помощью шарового разрядника и таблицы разрядных напряжений [3]. Для контроля временных характеристик импульсного напряжения использовался сбалансированный делитель напряжения. Разрядный ток измерялся поясом Роговского.

В экспериментах применялся генератор импульсных напряжений (ГИН), выполненный по схеме Аркадьева–Маркса. Он состоял из 20 каскадов ($n = 20$), каждый из которых имел емкость $C_0 = 4.6$ нФ, в которой запасалась энергия порядка 0.5 Дж при зарядном напряжении 15 кВ. В режиме холостого хода амплитуда выходного напряжения ГИН составляла величину $U_0 = 300$ кВ, длительность фронта не более 0.1 мкс, постоянная времени разряда $\tau_{RC} = 75$ мкс.

Для синхронизации ГИН с процессом разлета лазерной плазмы выбрана „оптическая“ схема запуска, в которой часть лазерного импульса (до 25% от полной энергии пучка) направлялась на искровой разрядник в первом каскаде ГИН, вызывая его пробой и коммутацию в остальных секциях. Такая схема обеспечивала достаточно „жесткую“ синхронизацию, а задержка импульса ускоряющего напряжения относительно лазерного импульса, как правило, не превышала 100–200 нс.

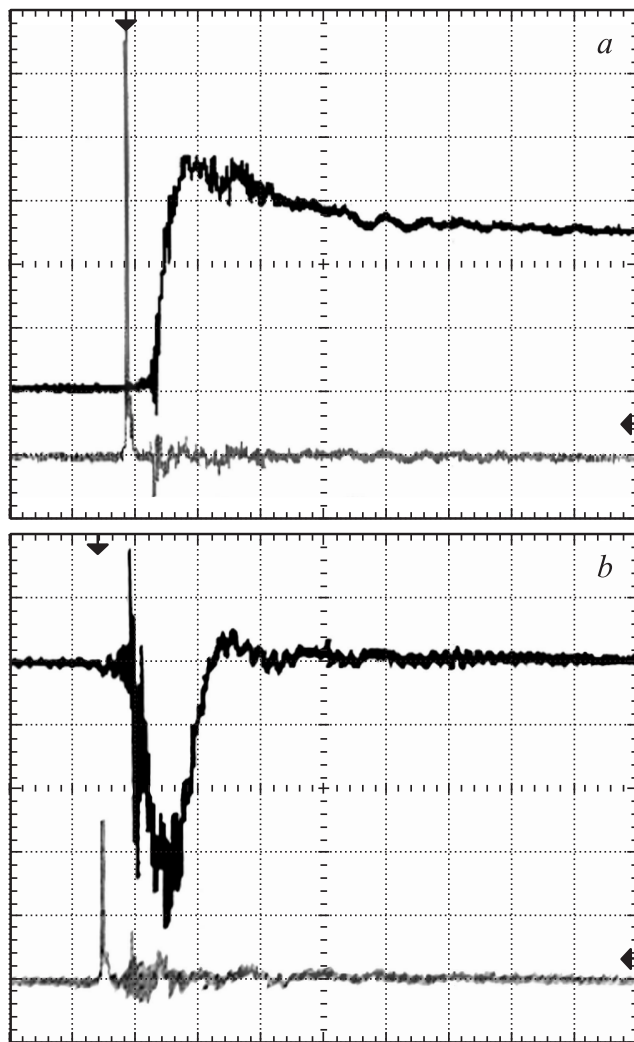


Рис. 2. ГИН Аркадьева–Маркса при работе на нагрузку в виде лазерно-плазменного диода с магнитной изоляцией (развертка 250 ns/div): *a* — ускоряющее напряжение (верхний луч) и лазерный импульс (нижний луч); *b* — разрядный ток (верхний луч) и лазерный импульс (нижний луч).

При подключении диода исследовались 3 режима ускорения дейтронов:

Режим № 1 — тестирование диодной системы при отсутствии лазерной плазмы на аноде. Исследования показали, что без генерации лазерной плазмы сильноточный разряд не развивается. В этом случае можно считать, что ГИН работает только на высокоомную нагрузку, а его выходное напряжение практически не искажается.

Режим № 2 — основной режим ускорения в диоде с магнитной изоляцией электронов. Он реализуется при генерации на аноде лазерной плазмы и формировании ускоренного потока дейтронов к катоду. На рис. 2 представлены осциллограммы ускоряющего напряжения и дейтронного тока. Поскольку время протекания разрядного тока мало по сравнению с постоянной времени разряда ГИН в режиме холостого хода, равной $75 \mu\text{s}$, емкость ГИН в ударе практически не успевает разрядиться.

Из приведенных осциллограмм видно, что ГИН работает в аperiodическом режиме. Разрядный контур состоит из емкости ГИН $C = C_0/n$ (C_0 — емкость одного каскада, n — число каскадов), активного сопротивления R в виде плазмы, заполняющей электродный промежуток диода, и паразитной индуктивности L . В условиях эксперимента емкость равна $C = 230 \text{ pF}$, индуктивность определяется в основном элементами ГИН и токовводом в вакуумную камеру и равна $L = T^2/(4\pi^2 C) = 5 \mu\text{H}$, где $T = 220 \text{ ns}$ — период колебаний ГИН в режиме его короткого замыкания. Для получения максимальных токов сопротивление R по порядку величины должно быть соизмеримо с сопротивлением разрядного контура $R_C = 2(L/C)^{1/2}$, равным 300Ω .

При $R = R_C$ имеет место критический аperiodический разряд. В этом случае, как известно [4], решение для тока ищется в виде

$$i(t) = (A_1 + A_2 t) \exp(pt),$$

где A_1 и A_2 — постоянные интегрирования, а $p = p_1 = p_2 = -R/(2L) < 0$ — два равных отрицательных действительных корня характеристического уравнения $p^2 + (R/L)p + (1/LC) = 0$, описывающего процесс разряда емкости на цепь, состоящую из последовательно соединенных сопротивления и индуктивности. С учетом начальных условий $U(0) = U_0$ и $i(0) = 0$ постоянные интегрирования равны $A_1 = 0$ и $A_2 = (U_0/L) > 0$. Тогда при $R = R_C$ выражение для тока принимает

вид

$$i(t) = (U_0/L)t \exp(-t/t_p),$$

где $t_p = 2L/R_C$. Максимальная величина расчетного тока достигается при $t = t_p$:

$$i_{\max} = i(t_p) = 2(U_0/R_C) \exp(-1) \approx 730 \text{ A}.$$

Ток разряда, измеренный поясом Роговского в режиме с магнитной изоляцией, существенно меньше и равен $i_{ex1} \approx 150 \text{ A}$, что соответствует оценке верхней границы сопротивления $R \leq 0.8U_0/i_{ex1} \approx 1600 \Omega$, которая, однако, не учитывает нелинейность процессов. Таким образом, для режима с магнитной изоляцией справедлива оценка $300 < R < 1600 \Omega$, а выполнение условия $i_{ex1} \ll i_{\max}$ свидетельствует в пользу запираания вторичных электронов в диодном зазоре. Экспериментальное подтверждение этого утверждения получено при исследовании следующего режима.

Режим № 3 — контроль эффективности магнитной изоляции электронов. В этом режиме работы диода также осуществлялось лазерное инициирование. Но вместо катода из постоянного магнита устанавливался немагнитный катод с такими же размерами, выполненный из сплава алюминия ДТ16. Полный ток диода с немагнитным катодом по сравнению с катодом из магнита NdFeB увеличился и составил величину $i_{ex2} \approx 600 \text{ A}$, а амплитуда ускоряющего напряжения уменьшилась до $0.5U_0$. Это означает, что без магнитного поля ток электронов, обусловленный развитием эмиссионных процессов на катоде, существенно возрос. В свою очередь, это приводит к увеличению проводимости разрядного промежутка и снижению ускоряющего напряжения. При этом ГИН еще работал в режиме аperiodического разряда, однако уже достаточно близко от границы перехода в режим колебаний.

Таким образом, проведенные эксперименты показали возможность эффективного ускорения ионов до энергии 300 keV в малогабаритном коаксиальном диоде с магнитной изоляцией электронов и лазерной плазмой на аноде. Катод диода, симметрично охватывающий анод, представляет собой постоянный кольцевой магнит с внутренним радиусом не более 0.02 m и индукцией на оси до 0.4 T . Применение лазера с энергией 0.1 J позволяет формировать ионные пучки с током более 100 A и плотностью тока $\sim 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$. Планируется увеличение ускоряющего напряжения до 500 kV и энергии импульса лазерного излучения до 1 J .

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ, соглашение № 14.575.21.0049. (RGMEFI 57514X0049).

Список литературы

- [1] Диденко А.Н., Шиканов А.Е., Козловский К.И., Шатохин В.Л., Пономарев Д.Д. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 11. С. 1025–1034.
- [2] Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Шиканов А.Е., Ворогушин М.Ф., Свистунов Ю.А. Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями. Т. 2. Комплексы радиационного контроля. М.: Машиностроение, 2012. 284 с.
- [3] Техника высоких напряжений. / Уч. пособие для вузов. Под ред. Г.С. Кучинского. СПб.: ПЭИПК, 1998. 700 с.
- [4] Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. Электрические цепи. М.: Высш. школа, 1996. 580 с.