

ПРИМЕНЕНИЕ СХЕМЫ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ИОННОГО ТРИОДА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ В ВАКУУМНЫХ УСКОРИТЕЛЬНЫХ ТРУБКАХ

А. Н. Диденко, К. И. Козловский, А. Е. Шиканов, Е. Д. Вовченко,
В. И. Ращиков, А. А. Исаев¹

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Рассматриваются конструкция и особенности работы коаксиального ускорителя дейтронов, в котором с целью ограничения электронной эмиссии с поверхности нейтронообразующих мишеней и ускоряющих катодных электродов применяется схема симметричного ионного триода. Основу конструкции составляют два внешних катода, между которыми расположен полый вакуумно-дуговой источник дейтронов, выполняющий роль частично прозрачного анода. Высокий коэффициент прозрачности анода, необходимый для эффективного подавления электронного тока, получен за счет применения ионно-оптической системы, состоящей из магнитной и иммерсионной линз. В результате компьютерного моделирования, выполненного с учетом численного анализа динамики электронов, оптимизированы геометрия и размеры ускорительной триодной системы. При этом для ускоряющего напряжения с амплитудой 150 кВ и частотой следования импульсов, равной 25 Гц, прогнозируемый средний поток нейтронов может достигать 10^{10} с^{-1} .

The report deals with the design and work features of the coaxial deuteron accelerator, in which a scheme of a symmetrical ion triode is used to limit electronic emission from the surface of neutron-forming targets and accelerating cathode electrodes. Two external cathodes form the basis of the design, between these cathodes a hollow vacuum-arc source of deuterons is located which plays the role of a partially transparent anode. The high coefficient of anode transparency which is necessary for effective suppression of the electron current was obtained by the use of an ion-optical system consisting of a magnetic and immersion lenses. As a result of computer-generated simulation, performed with a numerical analysis of the dynamics of electrons, the geometry and dimensions of the accelerating triode system were optimized. For an accelerating voltage with an amplitude of 150 kV and a repetition rate of 25 Hz, the predicted average neutron flux can reach 10^{10} s^{-1} .

PACS: 52.38.Kd

Недостатком мощных нейтронных трубок (НТ) [1] является наличие электронной проводимости диодного зазора, связанной с ионно-электронной, автоэлектронной или взрывной эмиссиями с поверхности мишени или ускоряющего катодного электрода. Ее наличие приводит к уменьшению КПД ускорения дейтронов и уменьшению нейтронного выхода, так как большая часть электрической мощности идет на ускорение электронов.

¹E-mail: isaev@lenta.ru

Кроме того, попадание ускоренных электронов в область источника дейтронов приводит к их деструктивному воздействию на его электроды, что уменьшает ресурс трубки.

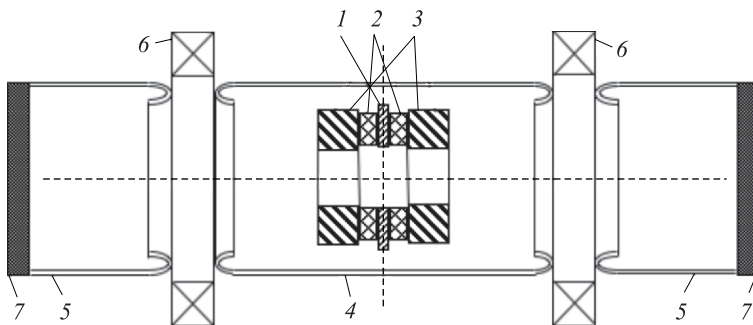
Обычно подавление электронной проводимости осуществляется с помощью специальных электродов (сеток или колец) для создания электрического смещения в прикатодной области, не позволяющего электронам, эмитируемым с поверхности мишени, попадать в ускоряющий зазор. Однако при больших ионных токах и (или) ускоряющих напряжениях сам электрод смещения становится эмиттером электронов и указанный способ подавления электронной проводимости перестает работать.

Для ликвидации этих отрицательных эффектов авторы предлагают использовать идею ионного триода, состоящего из симметрично расположенных по отношению друг к другу катода и антиматода, а также расположенного между ними частично-прозрачного анодного электрода [2].

Электрон, вылетающий с катода или антиматода, ускоряется в сторону частично-прозрачного анода, с коэффициентом прозрачности S , в области которого образуется плазма. В процессе рассеяния электронов в прианодной области они теряют часть своей кинетической энергии T , $\Delta T \approx F(U_0)L$ (L — характерный продольный размер плазменного облака в прианодной области, $F(T)$ — потери энергии на единицу длины, определяемые формулой Бете–Блоха). Оценки показывают, что при однократном прохождении электронами рабочего объема триода эти потери могут лежать в пределах 0,1–1 эВ. Этого достаточно для их захвата в режим периодического движения в потенциальной яме между катодами и антиматодами и образования облака отрицательного заряда, частично компенсирующего объемный заряд дейтронов, образуемых в ионном источнике и ускоряемых от анода к катоду или антиматоду.

Плотность электронов в формируемом облаке, согласно сделанным оценкам, будет примерно в $k = \frac{1+S}{1-S}$ раз (S — прозрачность анода) превышать плотность электронов в обычном биполярном ионном диоде. Поэтому при больших S существенно улучшаются условия извлечения дейтронов из плазмы ионного источника и их последующего ускорения за счет лучшей компенсации объемного заряда дейтронов электронами.

На рисунке приводится схема предлагаемой авторами НТ на базе вакуумно-дугового источника дейтронов (ВДИД) с внутренней полостью, где используется идея отражательного ионного триода.



Схематический разрез НТ с полым ВДИД: 1 — электрод поджига разряда; 2 — изоляторы; 3 — электроды источника дейтронов (катод и анод); 4, 5 — ускоряющие электроды НТ; 6 — магнитная линза; 7 — мишени НТ

ВДИД содержит центральный кольцевой электрод поджига дугового разряда, отделенный от катода и анода источника кольцевыми изоляторами. Электроды ВДИД насыщены дейтерием и подсоединены к емкостному накопителю энергии, заряжаемому от выпрямителя до напряжения в несколько киловольт. Возможны варианты использования двухэлектродного ВДИД с запуском в автоколебательном режиме или с использованием управляемого трехэлектродного разрядника в цепи узла питания ВДИД.

Ускоряющие электроды соединены с выходом генератора импульсного высокого отрицательного напряжения (ГИН), роль которого может выполнять импульсный повышающий трансформатор с ферромагнитным сердечником или генератор Аркадьева–Маркса.

При разряде накопительной емкости между электродами 3 (анодом и катодом) ВДИД возникает вакуумная дуга, электродные пятна которой испускают плазменные потоки, содержащие дейтроны, так как электроды источника содержат дейтерий в окклюдированном состоянии. При этом дейтериевая плазма со скоростью порядка скорости звука заполняет полость внутренних электродов ускоряющей системы 4 в обоих направлениях.

Синхронно с этим процессом на внешние электроды ускоряющей системы 5 от ГИН подается отрицательный импульс с амплитудой ≥ 100 кВ. В результате происходит извлечение дейтронов из плазмы ВДИД и последующее их ускорение к мишеням НТ, где осуществляются реакции $T(d, n)^4\text{He}$ или $D(d, n)^3\text{He}$, сопровождаемые генерацией быстрых нейтронов.

Электроны, испускаемые с поверхностей мишени и ускоряющих электродов в результате ионно-электронной, автоэлектронной или взрывной эмиссий, ускоряются в диодных зазорах и фокусируются магнитной линзой в первом ускоряющем зазоре, а затем замедляются во втором ускоряющем зазоре, где электрическое поле имеет противоположный знак. При этом фокусное расстояние магнитной линзы подбирается так, чтобы электронный поток свободно проходил через полость источника дейтронов.

Структура электронного облака представляет собой осциллирующий электронный поток. Ток в высоковольтной цепи НТ складывается из тока ускоренных дейтронов и тока электронов, захватываемых плазмой ВДИД и попадающих на его электроды. Электронная составляющая тока уменьшается с увеличением коэффициента прозрачности анода. Объемный заряд осциллирующих в триоде электронов способствует более эффективному извлечению дейтронов из плазмы ВДИД. Все это, как показывают расчеты, увеличивает КПД ускорения дейтронов по сравнению с аналогичной биполярной диодной системой ускорения. Для его оценки можно использовать следующую формулу:

$$\eta = \frac{I_d}{I_d + I_e} \approx \frac{(1 + S)\sqrt{m}}{(1 + S)\sqrt{m} + (1 - S)\sqrt{M}},$$

где I_d , m , I_e , M — составляющие тока и массы электронов и дейтронов соответственно.

Другим положительным фактором, характеризующим рассматриваемую НТ, является дополнительная ионизация плазмы в полости ВДИД осциллирующими электронами, что позволяет увеличить его эмиссионную способность по дейтронам.

Высокая прозрачность анода обеспечивается наличием соответствующей ионно-оптической системы, состоящей из магнитной и иммерсионной линз. Роль последней играет ускоряющий зазор. Оценка ее параметров осуществлялась в результате компьютерного эксперимента, в процессе которого проводился численный анализ динамики электронов в предлагаемом устройстве в параксиальном приближении путем численного решения

следующей системы дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dy}{dz} = \frac{\varphi'(z)}{2\varphi(z)}y - \frac{1}{8\varphi(z)} \left[2\varphi''(z) - \frac{e}{m}B(z)^2 \right] r, \\ \frac{dr}{dz} = y, \end{cases}$$

в которой координата z откладывается вдоль центральной оси НТ; функции $\varphi(z)$ и $B(z)$ определяют соответственно распределения потенциала электрического поля и индукции магнитного поля на центральной оси УТ, рассчитываемые по специальным компьютерным программам; e , m — соответственно заряд и масса электрона. В качестве магнитной линзы рассматривается постоянный кольцевой магнит с продольной намагниченностью.

Электрическое поле на оси диодной системы рассчитывалось на компьютере методом эквивалентных зарядов.

В качестве магнитной линзы удобно использовать кольцевой постоянный магнит с продольной намагниченностью. Магнитное поле на оси такой линзы можно рассчитать, зная значение индукции магнитного поля в центре линзы.

Согласно принципу суперпозиции магнитное поле на оси можно представить в виде суммы магнитных полей, создаваемых токами намагничивания J на боковых поверхностях кольцевого магнита:

$$B(z) = \frac{\mu_0 a^2 J}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dz_0 \frac{1}{[a^2 + (z - z_0)^2]^{3/2}} - \frac{\mu_0 b^2 J}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dz_0 \frac{1}{[b^2 + (z - z_0)^2]^{3/2}}.$$

В этом выражении введены следующие обозначения: μ_0 — магнитная постоянная; a — внутренний радиус магнита; b — внешний радиус магнита; L — толщина магнита; z , z_0 — соответственно продольные точки наблюдения и точки источника.

Выполняя в этом выражении операцию интегрирования, имеем

$$B(z) = \mu_0 J \left[\frac{1}{\sqrt{a^2 + \left(\frac{L}{2} - z\right)^2}} + \frac{1}{\sqrt{a^2 + \left(\frac{L}{2} + z\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{b^2 + \left(\frac{L}{2} - z\right)^2}} + \frac{1}{\sqrt{b^2 + \left(\frac{L}{2} + z\right)^2}} \right].$$

Это выражение содержит ток намагничивания, который затруднительно определить с хорошей точностью. Поэтому более удобно перенормировать эту формулу на значение индукции магнитного поля B_0 в центре линзы, которую достаточно легко измерить.

В этом случае формула для магнитного поля приобретает следующий вид:

$$B(z) = \frac{B_0}{2} \frac{\left[a^2 + \left(\frac{L}{2} - z\right)^2 \right]^{-1/2} + \left[a^2 + \left(\frac{L}{2} + z\right)^2 \right]^{-1/2} - \left[b^2 + \left(\frac{L}{2} - z\right)^2 \right]^{-1/2} - \left[b^2 + \left(\frac{L}{2} + z\right)^2 \right]^{-1/2}}{\left(a^2 + \frac{L^2}{4} \right)^{-1/2} \left(b^2 + \frac{L^2}{4} \right)^{-1/2}}.$$

Рассмотрим пример конкретной реализации НТ с учетом результатов проведенного математического эксперимента, соответствующий следующей геометрии устройства: радиус электродов ускоряющей системы $R = 2,5 \cdot 10^{-2}$ м; внутренний радиус электродов ионного источника $r = 2,5 \cdot 10^{-3}$ м; ширина ускоряющего зазора $d = 5 \cdot 10^{-3}$ м; толщина кольцевого магнита $H = 5 \cdot 10^{-3}$ м. Параметры ГИН: амплитуда 150 кВ и длительность импульса 0,2–0,3 мкс на полувисоте. Энергия, запасаемая в цепи ионного источника, 0,5 Дж.

Расчеты показывают, что для указанных параметров при частоте следований нейтронных вспышек 25 Гц средний поток нейтронов, излучаемый мишенями ВНТ, может превышать 10^{10} с^{-1} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цыбин А. С., Шиканов А. Е. Генерация нейтронов в малогабаритных запаянных ускорительных трубках // Изв. вузов. Физика. 1985. № 8. С. 3–31.
2. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 152.
3. Диденко А. Н., Козловский К. И., Шиканов А. Е. и др. Импульсная ускорительная нейтронная трубка. Патент на изобретение РФ № 2467526. Опубликовано 20.11.2012 г. 6 с.