

ФОРМИРОВАНИЕ ИОННОГО ПУЧКА В ВАКУУМНОЙ НЕЙТРОННОЙ ТРУБКЕ

А. В. Агафонов^{а, 1}, В. П. Тараканов^б

^а Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

^б Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Рассмотрено формирование дейтронного пучка в диоде с плазменным эмиттером, интегрированным в конструкцию вакуумной нейтронной трубки. Расчеты выполнены для плазмы с заданными временными зависимостями параметров (плотности, относительной концентрации, скорости расширения) на входе в ускоряющий промежуток. Показаны возможности увеличения тока ионного пучка посредством секционирования диода при заданных внешних параметрах. Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-13502-офи_м_РА.

Deuterons beam dynamics simulation in a diode with a plasma emitter was performed using electromagnetic PIC code KARAT. Plasma of given time-dependent parameters (density, relative concentration and expansion velocity) at the entrance of accelerating gap was considered. The work is supported by the RFBR under grant 12-02-13502-ofi-m-RA.

PACS: 07.77Gx

ВВЕДЕНИЕ

Использование плазмы, создаваемой в вакуумном дуговом (искровом) разряде, в качестве эмиттера пучка дейтронов в вакуумной нейтронной трубке (ВНТ) имеет свои достоинства и недостатки. Проникновение плазмы в ускоряющий промежуток, если она не успевает закоротить его, позволяет существенно увеличить ток дейтронного пучка за счет сокращения эффективной длины ускоряющего промежутка. С другой стороны, ее присутствие внутри ускоряющего промежутка неизбежно ведет к сокращению срока службы ВНТ. Поэтому желательно рассмотреть возможности увеличения тока пучка при ограниченном проникновении плазмы в ускоряющий промежуток.

Начнем с элементарного закона Чайльда–Ленгмюра для пучка частиц с массой M , выходящих с эмиттера радиусом R :

$$I_{CL} = \sqrt{\frac{m}{M}} \left(\frac{R}{d}\right)^2 \frac{\sqrt{2}}{9} I_0 \varphi^{3/2}, \quad (1)$$

справедливого для плоского бесконечно широкого диода с однокомпонентным одномерным потоком частиц. Здесь d — расстояние между электродами; m — масса электрона; c — скорость света; $I_0 = mc^3/e \approx 17$ кА; φ_a — напряжение на диоде, измеряемое в

¹E-mail: agafonov@sci.lebedev.ru

единицах $mc^2/e \approx 510$ кВ. Для характерных размеров диода ВНТ — длины ускоряющего промежутка $d = 1$ см, радиуса эмиттера $R = 0,5$ см — значения предельных токов, ограниченных пространственным зарядом, для однокомпонентных потоков различных частиц при напряжении 120 кВ приведены в верхней строке таблицы. Для нас основной интерес представляют дейтроны.

Таблица 1. Предельный ток I_{CL} (в А) для пучков электронов, протонов, дейтронов и ионов Zr^+

Оценка	I_{CLe}	I_{CLp}	I_{CLd}	I_{CLZr}
По ф-ле	76,3	1,77	1,25	0,185
Моделирование	98,9	2,7	2	0,29

Формула (1) применима в случае, когда $R \gg d$, т.е. когда геометрия близка к плоской. В случае, если диаметр эмиттера меньше или сравним с длиной ускоряющего промежутка, количественный результат может сильно отличаться из-за нарушения этого условия. Чтобы рассчитать предельные токи в конкретной геометрии, воспользуемся численным моделированием. Расчеты проведены по коду КАРАТ [1]. Для моделирования выберем геометрии, показанные на рис. 1: а) обычный диод; б) диод с промежуточным прозрачным электродом; в) диод с промежуточным профилированным прозрачным электродом. Предельные токи для конфигурации, показанной на рис. 1, а, приведены во второй строке таблицы.

Прежде чем переходить к конфигурациям на рис. 1, б, в, обратим внимание на скейлинг в формуле (1). При уменьшении напряжения в N раз и уменьшении длины промежутка тоже в N раз предельный ток должен увеличиться в \sqrt{N} раз. Т.е. если в диод

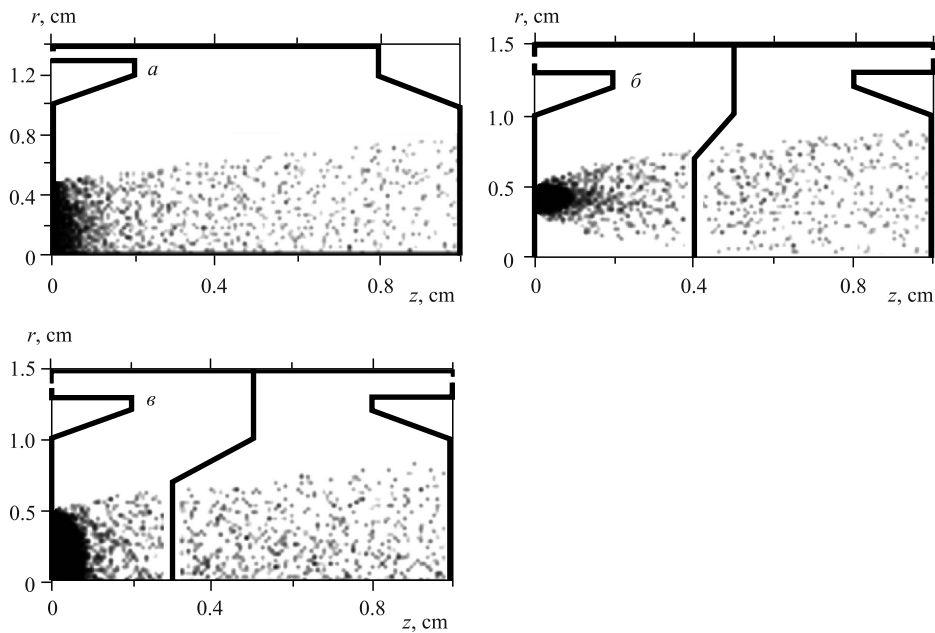


Рис. 1. Геометрия обычного (а) и секционированных (б, в) диодов с кольцевым и сплошным плазменным эмиттером

ввести прозрачную для частиц сетку посередине ускоряющего промежутка и поделить напряжение пополам, т. е. приложить по 60 кВ между эмиттером и сеткой, и сеткой и анодом, то предельный ток такого двойного диода должен увеличиться примерно в 1,4 раза.

Если расположить сетку на расстоянии $d/4 = 0,25$ см, а полное напряжение между катодом и анодом поделить в такой же пропорции (30 и 90 кВ), то в идеальном случае выигрыш в предельном токе должен составить 2 раза. Результаты моделирования показывают, что предельный ток в таком двойном диоде составляет примерно 3,4 А, т. е. в 1,7 раза выше, чем результаты моделирования для обычного диода, и в 2,7 раза выше результата по формуле (1).

Можно еще усилить отличия от одномерной геометрии, выбрав эмиттер не сплошным, а кольцевым, например, чтобы площадь кольца составляла примерно половину от площади сплошного, как показано на рис. 1, б. Ясно, что в этом случае влияние пространственного заряда будет несколько ослаблено из-за изменения граничных условий. Возможен также вариант использования профилированной сетки (рис. 1, в).

Расчеты показывают, что в геометрии, показанной на рис. 1, в, при равном делении напряжения по 60 кВ и расстояниях приосевой части сетки от плоскости эмиссии $z_n = 0,5, 0,4, 0,3$ и $0,25$ см соответствующие предельные токи дейтронов на анод составляют: 2,6, 3,8, 6,1 и 7,1 А.

В обычном диоде, но с кольцевым эмиттером и без сетки предельный ток составляет 2,1 А, т. е. несколько выше, чем ток для случая сплошного эмиттера (2 А), приведенный во второй строке таблицы. Следует отметить, что в диодах с сеткой радиальная расходимость пучка меньше, чем в обычном диоде, из-за электростатической фокусировки.

Изменение топологии эмиттера и введение промежуточного электрода не так уж важны для чисто однокомпонентных потоков, но могут сыграть положительную роль при использовании плазменного эмиттера. Уменьшение площади отверстия, через которое плазма подается в ускоряющий промежуток, приводит к уменьшению парциального тока плазменных ионов. Если предельный ток вакуумного диода существенно меньше, чем парциальный ток плазменных ионов, то плазма может заполнить практически весь диод, что будет сопровождаться возникновением поперечных ионных потоков, уменьшением полезного тока ионов, достигающего мишени с заданными размерами, и др. Введение промежуточного электрода также будет способствовать отбору большего тока и торможению плазмы. Воспользуемся данными выводами для диода с плазменным эмиттером.

ДИОД С ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ

Источником ионов в вакуумной нейтронной трубке является импульсный поток плазмы, генерируемой при горении вакуумной дуги между циркониевыми электродами, насыщенными дейтерием. Временные зависимости параметров формируемой в дуге плазмы и ее расширение в пространстве между областью горения вакуумной дуги и анодной сеткой рассчитывались с помощью МГД-кода при различных уровнях энерговыделения, а также получались из измерений на нейтронных трубках. Основной особенностью формирования плазмы является короткая длительность вакуумной дуги (длительность тока дуги около 200 нс), поэтому плотность и скорость плазмы, расширяющейся в ускоряющий промежуток, существенно изменяются в течение ускоряющего импульса. Остановить проникновение плазмы в ускоряющий промежуток можно, только сняв с нее парциальный ток ионов [2, 3]. Поскольку ионы эмитируются со всей поверхности вошедшей плазмы,

полный ток ионов на анод может быть достаточно большим, но «полезный» ток, попадающий на мишень, в несколько раз меньше. Ниже приведены результаты расчетов для одного из вариантов временных зависимостей параметров плазмы с пиковым парциальным током дейтронов около 9 А, достигаемым через 0,45 мкс после начала разряда, превышающим предельный вакуумный ток диода 2 А.

Во всех проведенных ниже расчетах внешний радиус входного отверстия, через которое втекает плазма, составляет 0,5 см, а внутренний радиус кольцевого отверстия составляет 0,35 см, так чтобы его площадь была в два раза меньше сплошного. Ускоряющее напряжение представляет собой синусоиду с полупериодом 1 мкс и амплитудой 120 кВ.

На рис. 2 приведены токи дейтронов, попадающие на весь анод (рис. *a*), и выделенные области радиусами $R = 0,6$ см (рис. *б*) и $R = 1$ см (рис. *в*) на торце анода (мишень с тритием) для обычного диода (рис. 1, *a*). Полный ток (рис. *a*) повторяет форму парциального тока плазмы. Поскольку его величина существенно превышает предельный вакуумный ток диода, плазма сильно вдвигается в ускоряющий промежуток, и на выделенную часть торца с радиусом стандартной мишени 0,6 см попадает всего треть полного тока (рис. *б*) на анод. Естественно, чтобы увеличить полезный ток можно увеличить радиус мишени до 1 см (рис. *в*). В этом случае полезный ток возрастает до 5,5 А.

Применение секционированного диода позволяет существенно увеличить полезный ток дейтронов. На рис. 3–5 показаны три конфигурации секционированных диодов и соответствующие полные токи дейтронов на всю поверхность анода и на выделенную область на торце анода радиусом 1 см. На каждую из половин диода подается напряжение

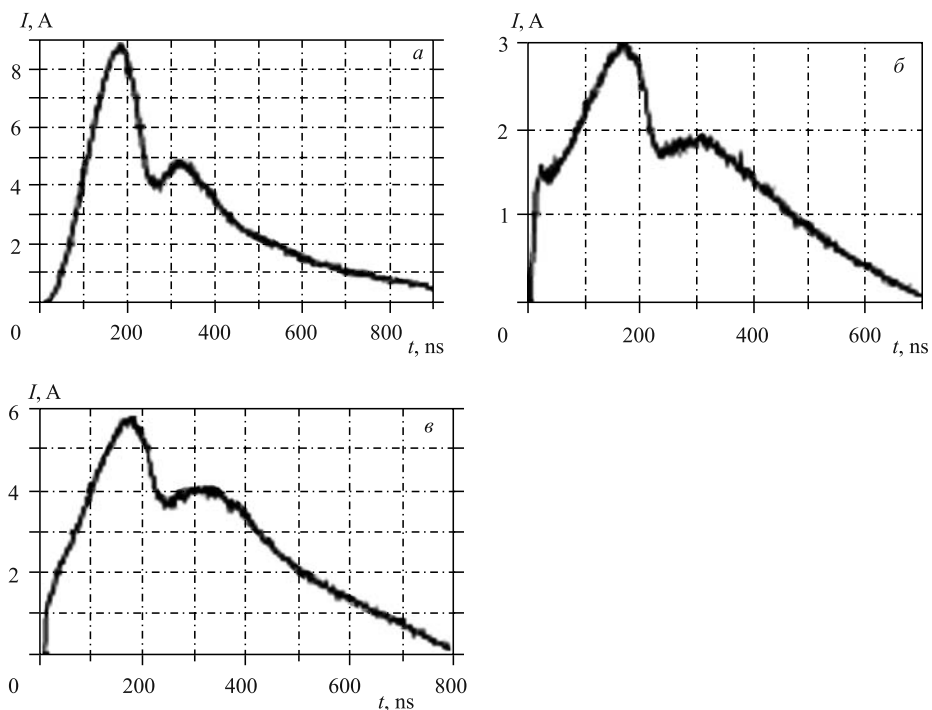


Рис. 2. Полный ток дейтронов на анод и на выделенные области на торце анода в обычном диоде

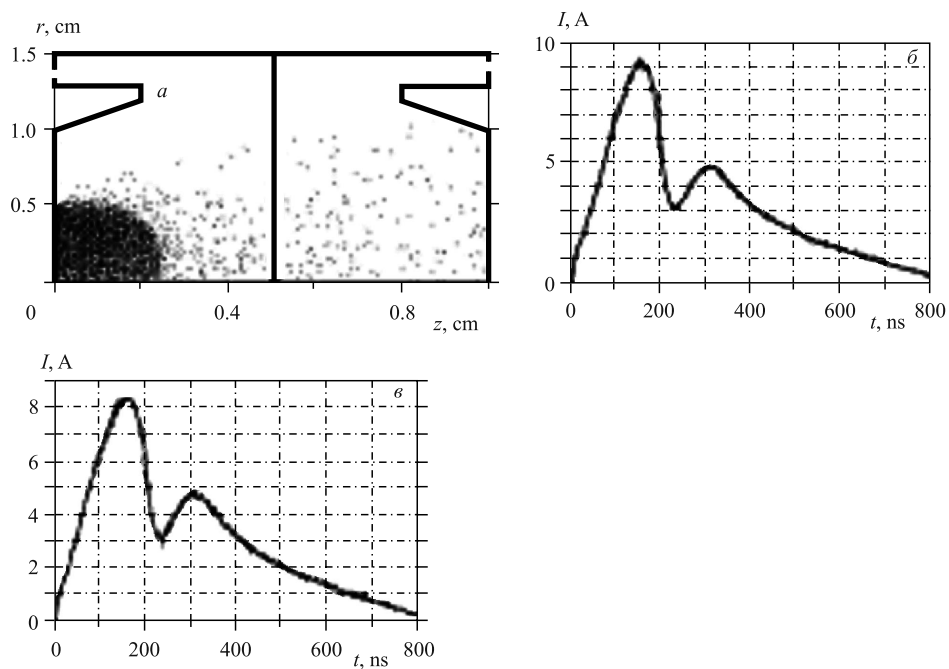


Рис. 3. Полный ток дейтронов на анод и на выделенную область на торце анода радиусом 1 см в секционированном диоде

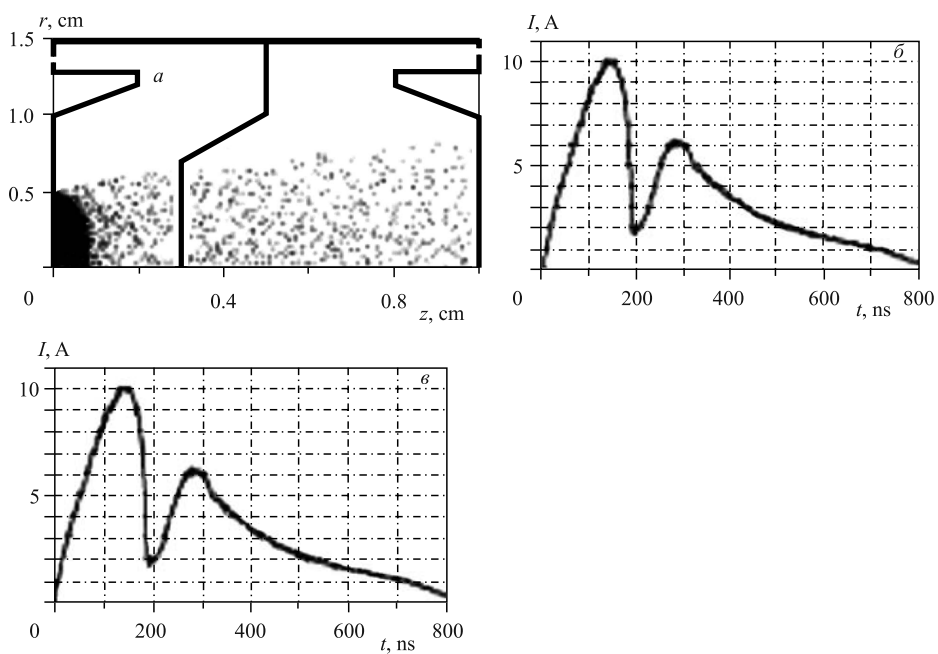


Рис. 4. Полный ток дейтронов на анод и на выделенную область на торце анода радиусом 1 см в секционированном диоде с профилированной сеткой

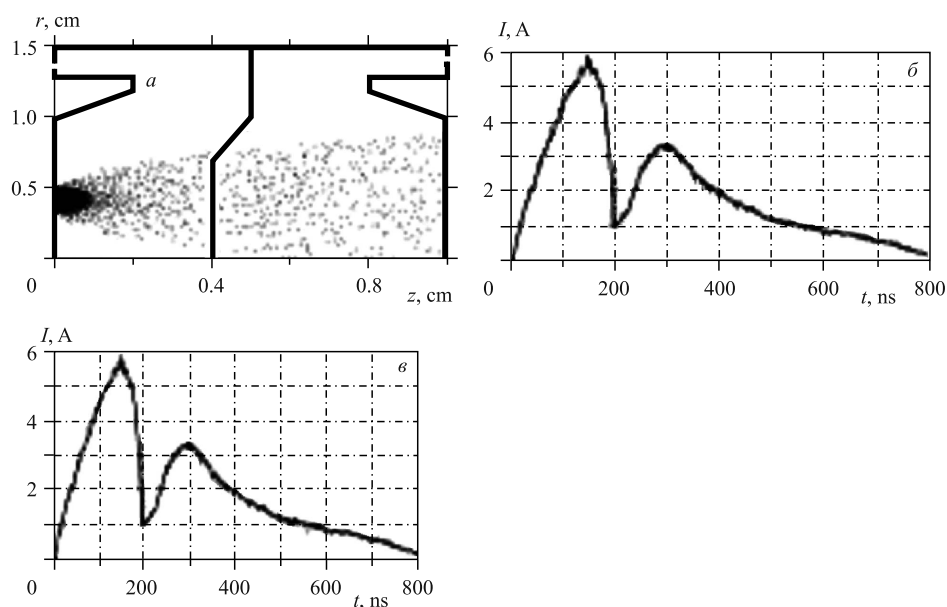


Рис. 5. Полный ток дейтронов на анод и на выделенную область на торце анода радиусом 1 см в секционированном диоде с профилированной сеткой и кольцевым эмиттером половинной площади

синусоидальной формы с полупериодом 1 мкс и с амплитудой по 60 кВ. Размещение сетки даже посередине диода позволяет увеличить полезный ток практически до полного тока на анод (выше 8 А). Основной причиной потерь остается всеерная эмиссия ионов со всей поверхности плазмы внутри диода.

Применение профилированной сетки (рис. 4) позволяет обеспечить 100 %-ю эффективность использования тока дейтронов за счет как сеточной фокусировки, так и уменьшения расходимости ионного пучка в собственном поле во второй секции диода из-за большей энергии ионов.

Поскольку параметры разрядной плазмы контролируются достаточно плохо, чтобы предотвратить проникновение плазмы с большим парциальным током внутрь диода, можно использовать кольцевое отверстие для инжекции (рис. 5). В данном случае всеерная эмиссия плазмы играет положительную роль, поскольку на торце анода распределение тока дейтронов практически однородно по всей поверхности мишени.

Таким образом, перераспределение ускоряющего градиента в диоде введением промежуточного электрода, обладающего достаточной прозрачностью для дейтронного пучка и отсекающего электронную составляющую плазмы от второго промежутка, и изменение топологии эмиттера позволяют существенно увеличить полезный ток дейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Taranov V. P.* User's Manual for Code KARAT. Springfield, VA, Berkeley Research Associates, Inc. 1992. P. 127.
2. *Габович М. Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
3. *Габович М. Д., Плишивцев Н. В., Семашко Н. Н.* Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986. 249 с.