

УДК 533.9;537.21

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-5-26-33

EDN: EZEZJB

PACS: 52.58.Ei, 52.58 Qv



## О вкладе кластерной мишени в генерацию DD-нейтронов в наносекундном вакуумном разряде

С. Ю. Гуськов, Ю. К. Куриленков, А. В. Огинов, И. С. Самойлов

*Компактная схема инерциального электростатического удержания с обратной полярностью на основе наносекундного вакуумного разряда (НВР) позволяет ускорять ионы до энергий, необходимых для ядерных реакций. Например, ионы дейтерия ускоряются в поле виртуального катода (в потенциальной яме) и при их встречных столкновениях с энергиями  $\sim 100$  кэВ может иметь место ядерный DD-синтез. Если потенциальная яма в вакуумном разряде оказывается наполненной дейтерий-содержащими кластерами, то появляется дополнительный канал DD-синтеза «ускоренный ион – кластер». В данной работе обсуждается и исследуется роль кластерной мишени при генерации DD-нейтронов в НВР.*

*Ключевые слова:* вакуумный разряд, осцилляторное удержание, ядерный синтез, кластерная мишень, выход DD-нейтронов.

### 1. Введение

Последние годы мы исследуем схему инерциального электростатического удержания (ИЭУ) [1, 2] с обратной полярностью [3], реализованную на основе наносекундного вакуумного разряда (НВР) [4–7]. В такой схеме НВР есть инжекция электронов в анодное пространство, и PiC моделирование в коде КАРАТ выявило образование там виртуального катода (ВК), и соответствующей ему потенциальной ямы (ПЯ) [5–7]. Ионы дейтерия ускоряются в поле ВК (в потенциальной яме)

и при их встречных столкновениях на оси разряда с энергиями  $\approx 50$ – $100$  кэВ может иметь место ядерный DD-синтез. Дейтроны могут и осциллировать в ПЯ, также достигая в момент встречных столкновений энергий до  $\approx 100$  кэВ [8]. В моменты коллапса ускоренных ионов на «дне» ПЯ имеет место как синтез DD [7, 8], так и анейтронный синтез протон – бор [9]. Наличие гармонических осцилляций ионов частично способствует и удержанию самого ВК. Поэтому, в целом, удержание участвующих в ядерных реакциях ионов схеме НВР можно назвать осцилляторным [8, 9].

Отметим, что схема с обратной полярностью была первой схемой ИЭУ, рассмотренной теоретически [3]. В дальнейшем, чтобы повысить эффективность ядерного синтеза и уйти от неэффективности схемы «пучок – пучок» в обычных схемах ИЭУ [1], было предложено [10] инжектировать электроны в анодное пространство для создания ПЯ, в которой ионы могли бы перейти в режим периодически осциллирующих плазменных сфер (ПОПС). Однако, несмотря на успешную демонстрацию ПОПС [11], реализовать эту концепцию ИЭУ (в сферической геометрии) в

Гуськов Сергей Юрьевич<sup>1</sup>, г.л.н.с., д.ф.-м.н.

Куриленков Юрий Константинович<sup>1,2</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н.

E-mail: yu.kurilenkov@lebedev.ru

Огинов Александр Владимирович<sup>1</sup>, в.н.с. к.ф.-м.н.

Самойлов Игорь Сергеевич<sup>2</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н.

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН.

Россия, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53.

<sup>2</sup> Объединенный институт высоких температур РАН.

Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

Статья поступила в редакцию 18.09.2023

После доработки 2.10.2023

Принята к публикации 6.10.2023

© Гуськов С. Ю., Куриленков Ю. К., Огинов А. В.,  
Самойлов И. С., 2023

экспериментах по ядерному синтезу не удалось [12]. Со временем выяснилось [13], что именно НВР, в котором ВК очень мал ( $r_{\text{вк}} \sim 0,1$  см), а потенциальная яма глубока ( $\Phi_0 \sim 100$  кВ), в те же годы [4], когда исследовалась схема ПОПС, уже стал реализацией определённых надежд, связанных с преимуществами схем с осциллирующей плазмой, включая благоприятный скейлинг плотности мощности ядерного DD-синтеза [10, 11] (для НВР в цилиндрической геометрии получим  $P \sim \Phi_0^2 / r_{\text{вк}}^4$ ). В эксперименте с цилиндрическим НВР были получены осцилляции ионов с частотой  $\sim 80$  МГц, и ПЯ глубиной  $\leq 100$  кВ [7, 8]. Это обеспечило рекордные величины для плотности мощности синтеза, и позволило получить как выход DD-нейтронов [4–8], так и продемонстрировать анейтронный синтез  $p + {}^{11}\text{B}$  [9].

Вместе с тем, в силу сильной междисциплинарности проблемы ядерного синтеза в миниатюрном НВР [14, 15], остаётся ряд вопросов, требующих отдельного и более детального рассмотрения. В частности, наблюдения по генерации рентгеновского излучения и DD-нейтронов в различных по плотности межэлектродных ансамблях с комплексной плазмой [4–7, 16], наводят на мысль о том, что помимо обсуждавшегося ранее канала генерации DD-нейтронов на встречных столкновениях ускоренных в ПЯ дейтронов, может

иметь место и канал «ускоренный дейтрон – дейтерий содержащий кластер». В данной работе рассмотрено влияние кластерной составляющей межэлектродной среды на генерацию нейтронов и оценивается количественно её вклад в общий нейтронный выход в НВР.

## 2. Эксперимент по DD-синтезу и наблюдаемые межэлектродные ансамбли кластеров

Эксперимент по генерации DD-нейтронов в НВР был детально описан ранее [4–8]. Схема эксперимента приведена, например, на рис. 1 в [4, 6–8]. Напомним основные параметры разряда:  $U \approx 70$  кВ,  $I_{\text{max}} \approx 1$  кА,  $T_{\text{имп}} = 50$  нс, вкладываемая энергия  $\approx 1$  Дж. Изображения комплексной межэлектродной среды в рентгеновском диапазоне частот ( $\geq 1$  кэВ) фиксировались CCD-камерой через отверстие (обскуру) в пластине из свинца (толщина 0,2 см), покрытое алюминиевой фольгой толщиной 0,1 мм. Цилиндрический медный анод ( $\varnothing = 0,6$  см) имел на торце насадку в виде трёх полых тонких Pd трубок ( $\varnothing = 0,1$  см), заполняемых дейтерием при электролизе в тяжёлой воде. Полый цилиндрический алюминиевый катод имел коническую часть, обращённую к аноду. Именно такая геометрия электродов позволила реализовать в НВР [4, 5] миниатюрную схему ИЭУ с обратной полярностью [1, 2].

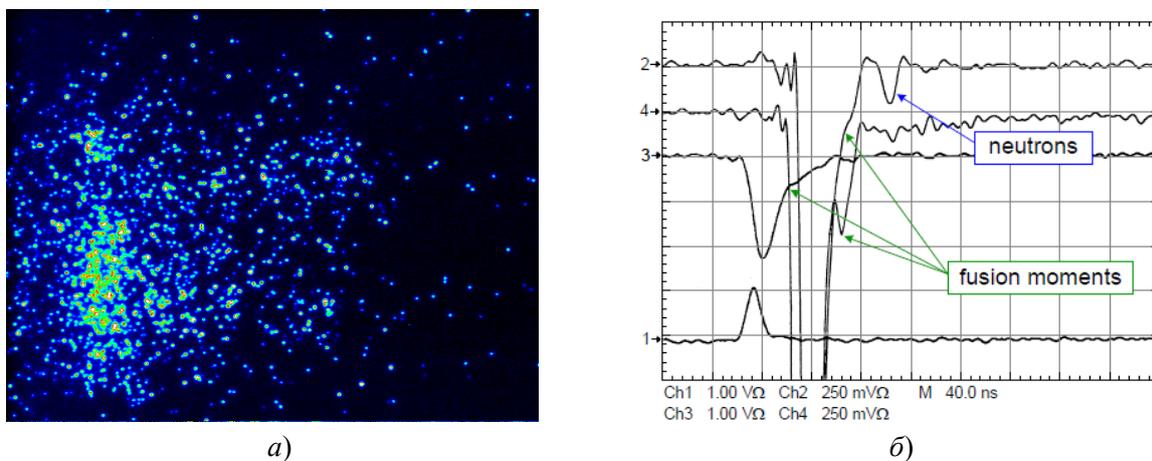


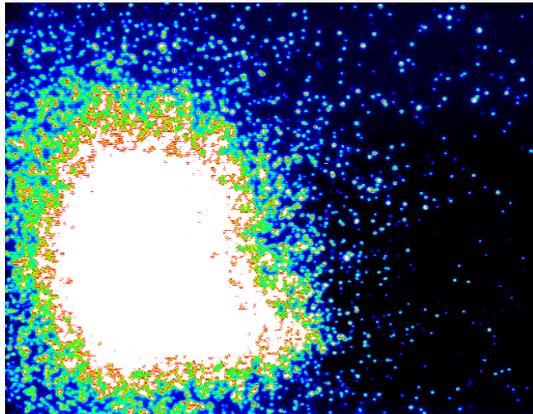
Рис. 1. Динамика выхода рентгеновского излучения в режиме 1: а) – CCD-изображение мало-плотного («прозрачного») межэлектродного ансамбля; б) – осциллограммы выхода рентгена (каналы 1–4) и DD-нейтронов (кан. 2, малый пик) для данного выстрела

На рис. 1, в качестве базовой иллюстрации DD-синтеза в НВР, приведены как ССД-изображение межэлектродного ансамбля, так и осциллограммы выхода рентгеновского излучения (РИ), в частности, регистрирующие как сам момент реакции, так и DD-нейтроны. Каналы 1 и 3 (рис. 1б) показывают интенсивность РИ с максимальной чувствительностью в диапазоне около 10 кэВ. Более жёсткое РИ (> 60 кэВ) регистрировалось обычно фотоумножителем PM2, закрытым медным поглотителем толщиной 0,5–2 мм (сигналы фотоумножителей (ФЭУ) PM2, PM4 всегда имеют электронное время задержки на  $\approx 35$  нс по сравнению с почти мгновенными сигналами PIN диодов (каналы 1 и 3)). Время-пролётные (TOF) измерения нейтронного выхода проводились с помощью PM4 и PM2, расположенными на одной оси с электродами на расстояниях в 45 см и 90 см, соответственно, от источника плазмы (каналы 4 и 2 на осциллограммах типа рис. 1б). Помимо жёсткого тормозного и характеристического РИ (первые сильные пики интенсивности на каналах 2 и 4), PM2 может регистрировать и хорошо воспроизводимый сигнал (второй слабый пик) с задержкой около 46,6 нс/метр относительно момента появления экстра-рентгена (момента ядерного синтеза) на канале 4. Эта задержка, 46,6 нс/м, является характерным признаком наличия нейтронов с энергией около 2,45 МэВ из реакции синтеза  $D + D = n + {}^3\text{He}$  (приход нейтронов на сцинтиллятор регистрируется фотоумножителем PM2, канал 2).

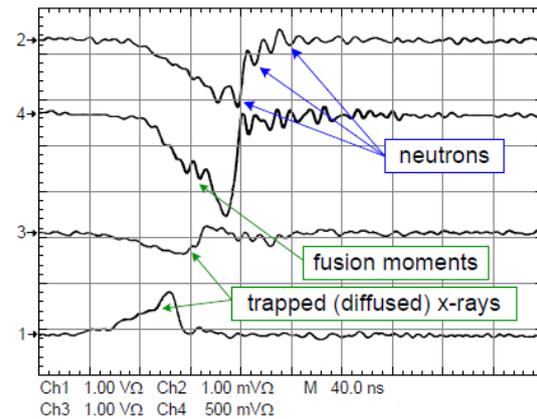
Таким образом, PM4 может регистрировать и сам момент DD-реакции (по экстра-рентгену из-за разлёта быстрых продуктов реакции, канал 4) как реперную точку во времени (в реальном времени момент DD-реакции совпадают также с изломом сигнала PIN диодов, канал 3, рис. 1б, означающим появление дополнительного РИ). Изменение в эксперименте расстояния между источником плазмы и PM2 (ближе – дальше) сопровождается соответствующим смещением момента появле-

ния нейтронного пика (раньше – позже) [4–8]. На рис. 1 специально представлен лишь простейший (для интерпретации) случай – однократный выход нейтронов в малоплотном («прозрачном» на глаз) ансамбле.

Ускорение встречных потоков дейтронов полем виртуального катода [7] имеет место и в более плотных стохастических межэлектродных ансамблях НВР. Однако, в таких случаях, помимо роли встречных столкновений «дейтрон – дейтрон» в генерации нейтронов может добавиться вклад от торможения быстрых дейтронов на дейтерий-содержащих кластерах. Эксперимент, хотя и качественно, но явно указал на похожее обстоятельство. Действительно, переход от «прозрачного» ССД ансамбля к плотному ансамблю кластеров приводит к увеличению выхода нейтронов почти на порядок. Ещё больший выход наблюдается в случае полного запираания межэлектродным ансамблем как всех ионов дейтерия (дейтериевая кластерная мишень внутри ПЯ с быстрыми ионами), так и при реализации осцилляций дейтронов в ПЯ (рис. 2), заполненной дейтерий-содержащими кластерами, что приводит к пульсирующему выходу DD нейтронов, (подчеркнём, чувствительности каналов 2 на рис. 1б) и рис. 2б) отличаются в четыре раза). Быстрые ионы и даже жёсткое РИ фактически могут быть заперты в этих системах, и лишь нейтроны покидают такие ансамбли (см. рис. 2(b) и рис. 2(e) в [16]). Таким образом, потенциальная яма, ускоряющая и удерживающая ионы, при наполнении кластерами с дейтерием действительно оказывается более эффективным источником нейтронов, чем обычная ПЯ лишь с удерживаемыми ионами ловушки [4–7]. В результате, выход нейтронов в НВР может меняться от выстрела к выстрелу, и составляет порядка  $10^5/4\pi$  нейтронов для «прозрачных» ансамблей (типа режима на рис. 1) и возрастает до  $\sim 10^6-10^7/4\pi$  для плотных межэлектродных ансамблей (типа приведенного на рис. 2) на  $\approx 1$  Дж полной энергии, вложенный в НВР [7, 8].



а)



б)

Рис. 2. Динамика выхода РИ в режиме 2: а) – CCD-изображение плотного («непрозрачного») межэлектродного ансамбля; б) – осциллограммы выхода РИ (каналы 1–4) и DD-нейтронов (кан. 2, малые пульсации) для данного выстрела

### 3. Вклад кластерной мишени при генерации DD-нейтронов в НВР

Схема ИЭУ является довольно простой для реализации, но имеет как правило, довольно низкую эффективность  $Q = E_{\text{output}}/E_{\text{input}}$  [1]. Действительно, способом, позволяющим значительно повысить коэффициент усиления систем с ИЭУ является введение в систему твердой топливной составляющей. Такого рода составляющую можно использовать в виде единой мишени или в виде системы кластеров, помещенных в области схождения ионных потоков электростатической ловушки. Отметим, что мишень в виде системы кластеров может быть изготовлена и помещена в центре электростатической ловушки предварительно, также как и случае единой (сплошной) мишени, но может быть образована и в процессе работы электростатической ловушки, как это происходит, например, в случае нашего НВР с полым катодом и Pd-анодом [4–7]. В данном разделе обсуждается и оценивается возможный вклад твердой и кластерной мишени в межэлектродной среде в полный выход DD-нейтронов.

Для того, чтобы взаимодействие ускоренных ядер дейтерия с твердой мишенью происходило наиболее эффективно, мишень должна быть помещена в центре / на оси системы. Рассмотрим задачу на примере сферической ловушки. Эффективность реакции синтеза зависит от соотношения трех размеров задачи: длины кулоновского торможения

ускоренных ядер дейтерия в мишени  $L_d$ , радиуса мишени  $r_t$  и конечного радиуса схождения потока ускоренных ионов (в терминах постановки задачи предыдущих разделов отчета – это конечный радиус ионного сгустка  $r_{pl}$ ). С мишенью взаимодействует поток ускоренных в ловушке ионов, протекающий через поверхность мишени,

$$S_i = 4\pi r_t^2 n_{ic} u_i \quad (1)$$

где  $n_{ic}$  – плотность сжатой плазмы. Поэтому для того, чтобы все ионы, ускоренные до необходимой энергии, имели возможность взаимодействовать с мишенью ее размер должен быть равен конечному размеру  $r_{pl}$  схождения ионного сгустка:

$$r_t = r_{pl} \quad (2)$$

В тоже время, радиус анодной системы  $r_{gr}$  должен находится в соответствии с временем образования потенциала  $t_{op}$  исходя из того условия, что это время не должно превышать время пролета иона через систему

$$t_{op} \leq \frac{2r_{gr}}{u_i} \quad (3)$$

(здесь:  $u_i = (2\Phi_{0(eV)}k_B/m_i)^{1/2}$  скорость иона,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $m_i$  – масса иона). Отсюда для минимального значения радиуса системы получаем

$$r_{gr} \geq 7 \times 10^5 t_{op} \Phi_{0(eV)}^{1/2}, \text{ см.} \quad (4)$$

Двигаясь в мишени ион тормозится в кулоновских столкновениях с электронами вещества мишени. Вероятность иона, движущегося в мишени, вступить в реакцию синтеза с ядром изотопа водорода мишени определяется отношением длины кулоновского замедления иона в веществе мишени  $L_d \approx 10^{-3} (n_i m_i)^{-1}$ , см ( $m_i$  – средняя масса иона мишени) к характерной длине реакции синтеза  $L_f = (n_i \sigma)^{-1}$ . В результате полное число реакций синтеза ионов дейтерия ловушки с дейтерием мишени дается выражением

$$N \approx \frac{L_d}{L_f} n_i u_i 4\pi r_i^2 t_f, \quad (5)$$

в котором время  $t_f$  представляет собой минимальное из времен существования сгустка ионов  $t_{pl}$  и существования начальной плотности мишени в области взаимодействия  $t_i$ . Тогда, отсутствие мишени в области взаимодействия соответствует тому, что  $L_d \gg r_{pl}$  и вместо  $L_d$  в формулу (3) должен быть подставлен радиус области взаимодействия  $r_{pl}$ . Подставляя, кроме того,  $r_i = r_{pl}$  и  $t_f = t_{pl}$  получаем с точностью до численного множителя хорошо известное выражение для выхода ядерной реакции

$$\dot{N} = \frac{1}{2} n_i^2 \langle \sigma u_i \rangle \Omega \quad (6)$$

( $\sigma$  – сечение реакции,  $\Omega$  – объём).

Далее рассмотрим мишень с кластерной составляющей. Предположим, что в области схождения ионных потоков имеется облако кластеров, плотность которых равна  $n_{cl}$ . Предположим далее, что кластеры имеют сферическую форму и их средний радиус составляет  $r_{cl}$ , а плотность ионов в кластере равна  $n_{icl}$ . Наиболее интересным является случай, когда ускоренные ионы электростатической ловушки будут удерживаться в области схождения за счет столкновения с кластерами. Если размер кластера больше, чем длина кулоновского торможения иона в веществе кластера, условие удержания ионов в области схождения состоит просто в условии геометрической непрозрачности этой области. Условие геометрической непрозрачности определяется пробегом иона до первого столкновения с кластером

$$L_{cl} \approx (n_{cl} \pi r_{cl}^2)^{-1}, \quad (7)$$

и условие непрозрачности  $L_{cl} \leq 2r_{pl}$  имеет вид

$$n_{cl} \geq (\pi r_{cl}^2 r_{pl})^{-1}. \quad (8)$$

Так, например, для того, чтобы обеспечить непрозрачность кластерной мишени плотность кластеров с размером равным длине пробега иона дейтерия должно составлять

$$n_{cl} \approx 10^6 r_{pl}^{-1}, \text{ см}^{-3}. \quad (9)$$

Или, с учетом (3),

$$n_{cl} \approx 10 t_{op}^{-1}, \text{ см}^{-3}. \quad (10)$$

Для  $t_{op} = 10^{-8}$  с плотность кластеров непрозрачной мишени должна составлять около  $10^9$  кластеров в  $\text{см}^3$ . Полное число ионов во всех кластерах, количество которых обеспечивает непрозрачность области взаимодействия, в этом случае есть

$$N_{icl} = \pi \left(\frac{4}{3}\right)^2 \left(\frac{r_{cl}}{r_{pl}}\right) r_{pl}^3 n_{icl}. \quad (11)$$

При одинаковом веществе единой мишени и мишени в виде облака кластеров, масса непрозрачной кластерной мишени в отношении  $r_{cl}/r_{pl}$  меньше, чем масса единой мишени, обеспечивающей взаимодействие всех ионов ловушки. Если размер кластера меньше, чем длина кулоновского торможения иона в веществе кластера, условие удержания ионов в области схождения определяется пробегом иона из расчета числа столкновений с кластерами до полного замедления иона, равного отношению длины кулоновского торможения к размеру кластера

$$L_{cl} \approx \frac{L_d}{r_{cl}} (n_{cl} \pi r_{cl}^2)^{-1}. \quad (12)$$

В этом случае условие непрозрачности  $L_{cl} \leq 2r_{pl}$  имеет вид

$$n_{cl} \geq \frac{L_d}{r_{cl}} (\pi r_{cl}^2 r_{pl})^{-1}. \quad (13)$$

В отличие от сплошной твердой мишени в кластерной мишени имеется возможность протекания интенсивной реакции синтеза как между ионами ловушки, так и между ионами

ловушки и ионами кластеров. В полностью непрозрачной кластерной мишени нейтронный выход идентичной реакции синтеза между ионами ловушки с ионами кластеров значительно превышает нейтронный выход реакции ионов ловушки друг с другом. Это объясняется тем, что число реакций первой группы определяется длиной пробега иона по отношению к реакции синтеза в веществе с плотностью ионов в кластере  $L_{F(cl)} \approx (n_{i(cl)}\sigma)^{-1}$ , а число реакций второй группы – длиной пробега по отношению к реакции синтеза в плазме с плотностью ионов ловушки, которая значительно меньше плотности ионов в твердотельном кластере,  $L_{F(i)} \approx (n_i\sigma)^{-1}$

$$N_{tot} \approx N_i \left( \frac{r_{pl}}{L_{F(i)}} + \frac{L_d}{L_{F(cl)}} \right). \quad (14)$$

Таким образом, отношение нейтронных выходов двух групп реакций составляет приближенно

$$\frac{N_{F(cl)}}{N_{F(i)}} \approx \frac{L_d}{r_{pl}} \times \frac{n_{i(cl)}}{n_i}. \quad (15)$$

Подставляя в явном виде выражения в правой части (15), получаем

$$\frac{N_{F(cl)}}{N_{F(i)}} \approx 3 \times 10^{-6} \frac{t_{op}}{m_i f \Phi_{0(eV)}^{3/2}} \quad (16)$$

( $f = n_i/n_e \approx 1$ ). Для системы ионы дейтерия ловушки и дейтериевых кластеров отношение нейтронных выходов реакций ионов ловушки с ионами кластеров и реакций ионов ловушки между собой при  $\Phi_0 = 50-100$  кВ и  $t_{op} = 10^{-7}-10^{-8}$  с лежит в диапазоне  $10^5-10^3$ . Полный нейтронный выход такой смешанной системы имеет вид

$$N_s \approx 3,4 \times 10^{33} \langle \sigma \rangle \Phi_{0(eV)}^{3/2} t_{op} f + 1,3 \times 10^{15} \langle \sigma \rangle \Phi_{0(eV)}^3 f^2. \quad (17)$$

В этом выражении первое слагаемое соответствует нейтронному выходу реакций синтеза между ионами ловушки и ионами кластеров, а второе – между ионами ловушки. Для  $\Phi_0 = 100$  кВ и  $t_{op} = 10^{-8}$  с первое слагаемое дает значение нейтронного выхода  $10^7$  DD-

нейтронов, а второе  $10^4$  DD-нейтронов. Отметим, что вклад от синтеза между ионами ловушки оценен в (17) в предположении очень больших степеней сжатия ионов [10, 14, 15], что может далеко не всегда выполняться в НВР [13]. Однако малые степени сжатия компенсируются в квазинейтральной плазме НВР другими факторами [13], и оценка выхода нейтронов из-за столкновения ионов по порядку величины сохранится.

Поскольку основной вклад в нейтронный выход кластерной мишени дают реакции синтеза ионов ловушки с ионами кластеров можно считать, что нейтронный выход и коэффициент усиления системы с полностью непрозрачной кластерной мишени такие же как и в системе со сплошной мишенью. Отметим, однако, что масса кластерной мишени при этом будет существенно меньше, чем масса сплошной мишени.

#### 4. Заключительные замечания

Таким образом, как следует из структуры выражения (17), торможение на кластерах горючего материала существенно увеличивает выход нейтронов, и тем самым, повышается эффективность системы  $Q = E_{output}/E_{input}$ . По-видимому, этот эффект имел место и в ранних экспериментах с наносекундным разрядом [4–7], где наблюдались плотные межэлектродные кластерные ансамбли типа приведенного на рис. 2а) [16]. Как отмечалось выше, величина  $Q$  в этом случае может быть на три порядка выше, чем в случае системы без твердой топливной составляющей. Но «ценой» за подобный рост эффективности может быть появление в системах с твердой топливной составляющей предела  $Q_{lim} \sim 4,5 \times 10^{-2}$  для ДТ мишени, и ещё меньших значений  $Q_{lim}$  для дейтериевой мишени. Этот вопрос требует дальнейшего анализа, как и уточнение выражения (17) с учётом того, что степени сжатия плазмы в НВР оказываются существенно меньше [13], чем в оригинальной схеме ПОПС [10, 11].

Отметим структурное сходство обсуждаемой кластерной мишени в наносекундном разряде с плотной высокотемпературной пинч-мишенью в случае аксиально неоднородного Z-пинча с осциллирующими ионами

[17]. Осциллирующие ионы проходят пинч-мишень многократно, увеличивая тем самым её эффективную толщину до величины пробега иона по кулоновским столкновениям. Аналогично, если число осцилляций в НВР за время импульса приложенного напряжения есть  $s$ , то эффективная толщина кластерной «мишени» возрастает примерно в  $2s$  раз (так как за каждую осцилляцию ион проходит мишень дважды), и во столько же раз вырастет нейтронный выход (и величина  $Q$ ) при одном и том же энергокладе, как и в отсутствие осцилляций. Например, если время существования напряжения на разряде  $T_{\text{имп}}$  в пять раз больше  $T_{\text{osc}}$ , то эффективная толщина мишени возрастает на порядок. В случае НВР имеем  $T_{\text{osc}} \approx t_{\text{оп}} \sim 2r_{\text{gr}}/u_i$ , и возможно уменьшение  $T_{\text{osc}}$  при уменьшении  $r_{\text{gr}}$ , что приведёт к увеличению частоты осцилляций. С другой стороны, увеличение прикладываемого напряжения к разряду (или что тоже самое – средней скорости ионов  $u_i$ ) также может сопровождаться некоторым увеличением частоты осцилляций и, тем самым, и величины  $Q$ . Таким образом, достижение больших частот осцилляций крайне желательно с целью повышения эффективности систем с осцилляторным удержанием. Это подтверждает и приближённый вид аналога [14, 15] критерия Лоусона [18] для ИЭУ с осциллирующей плазмой [8].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Miley G. H., Murali S. K. Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Fusion Fundamentals and Applications. – NY: Springer, 2014.
2. Lavrent'ev O. A. / Ann. N. Y. Acad. Sci. 1975. Vol. 251. P. 152.
3. Elmore W. C., Tuck J. L., Watson K. M. / Phys. Fluids. 1959. Vol. 2. P. 239.
4. Kurilenkov Yu. K., Skowronek M., Dufty J. / J. Phys. A: Math. Gen. 2006. Vol. 39. P. 4375.
5. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V., Skowronek M., Gus'kov S. Yu., Dufty J. / J. Phys. A: Math. Theor. 2009. Vol. 42. P. 214041.
6. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V., Gus'kov S. Yu. / Plasma Phys. Rep. 2010. Vol. 36. P. 1227.
7. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V. P., Gus'kov S. Yu. et al. / Contrib. Plasma Phys. 2011. Vol. 51. P. 427.
8. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V. P., Gus'kov S. Yu., Oginov A., Karpukhin V. Contrib. Plasma Phys. 2018. Vol. 58. P. 952.
9. Kurilenkov Yu. K., Oginov A. V., Tarakanov V. P., Gus'kov S. Yu., Samoylov I. S. / Physical Review E. 2021. Vol. 103. P. 043208.
10. Nebel R., Barnes D. C. / Fusion Technology. 1998. Vol. 34. P. 28–44.
11. Park J., Nebel R., Stange S., Murali S. K. / Phys. Plasmas. 2005. Vol. 12. P. 056315.
12. Evstatiev E., Nebel R., Chacon L., Park J., Lapenta G. / Phys. Plasmas. 2007. Vol. 14. P. 042701.
13. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V. P., Oginov A. V., Gus'kov S. Yu., Samoylov I. S. / Laser and Particle Beams. 2023. Vol. 2023. Article ID 9563197. <https://doi.org/10.1155/2023/9563197>
14. Gus'kov Yu., Kurilenkov Yu. K. / J. Phys.: Conf. Ser. 2016. Vol. 774. P. 012132.
15. Gus'kov Yu., Kurilenkov Yu. K. / Quantum Electronics. 2017. Vol. 47 (4). P. 327–329.
16. Smetanin I. V., Kurilenkov Yu. K., Oginov A. V., Tarakanov V. P., Samoylov I. S. / Plasma Res. Express. 2021. Vol. 3. P. 015003.
17. Недоцеев С. Л. Ядерный синтез с инерционным удержанием / под ред. Шаркова Б. Ю. – М.: Физматлит, 2005. С. 180–195.
18. Lawson J. D. / Proc. Phys. Soc. B. 1957. Vol. 70. P. 6–10.

## On contribution of a cluster target to the generation of DD neutrons in a nanosecond vacuum discharge

S. Yu. Gus'kov, Yu. K. Kurilenkov, A. V. Oginov and I. S. Samoylov

<sup>1</sup> P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences  
53 Leninskii Prospect, Moscow 119991, Russia  
E-mail: yu.kurilenkov@lebedev.ru

<sup>2</sup> Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences  
Bd. 2, 13 Izhorskaya st., Moscow, 125412, Russia

Received 18.09.2023; revised 2.10.2023; accepted 6.10.2023

*A compact scheme of inertial electrostatic confinement with reverse polarity based on nanosecond vacuum discharge (NVD) allows accelerating ions to the energies required for nuclear reactions. For example, deuterium ions are accelerated in the field of a virtual cathode (in a potential well) and when they head-on colliding with energies of ~100 keV, nuclear DD synthesis can take place. If a potential well in a vacuum discharge turns out to be filled with deuterium-containing clusters, then an additional DD synthesis channel "accelerated ion – cluster" appears. In this paper, the role of a cluster target in the generation of DD neutrons in NVD is discussed and investigated.*

*Keywords:* oscillatory confinement, nuclear fusion, cluster target, DD neutron yield.

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-5-26-33

### REFERENCES

1. Miley G. H. and Murali S. K., Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Fusion Fundamentals and Applications, NY, Springer, 2014.
2. Lavrent'ev O. A., Ann. N. Y. Acad. Sci. **251**, 152 (1975).
3. Elmore W. C., Tuck J. L. and Watson K. M., Phys. Fluids **2**, 239 (1959).
4. Kurilenkov Yu. K., Skowronek M. and Dufty J., J. Phys. A: Math. Gen. **39**, 4375 (2006).
5. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V., Skowronek M., Guskov S. Yu. and Dufty J., J. Phys. A: Math. Theor. **42**, 214041 (2009).
6. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V. and Gus'kov S. Yu., Plasma Phys. Rep. **36**, 1227 (2010).
7. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V. P., Gus'kov S. Yu. et al., Contrib. Plasma Phys. **51**, 427 (2011).
8. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V. P., Gus'kov S. Yu., Oginov A. and Karpukhin V., Contrib. Plasma Phys. **58**, 952 (2018).
9. Kurilenkov Yu. K., Oginov A. V., Tarakanov V. P., Gus'kov S. Yu. and Samoylov I. S., Physical Review E **103**, 043208 (2021).
10. Nebel R. and Barnes D. C., Fusion Technology **34**, 28–44 (1998).
11. Park J., Nebel R., Stange S. and Murali S. K., Phys. Plasmas **12**, 056315 (2005).
12. Evstatiev E., Nebel R., Chacon L., Park J. and Lapenta G., Phys. Plasmas **14**, 042701 (2007).
13. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V. P., Oginov A. V., Gus'kov S. Yu. and Samoylov I. S., Laser and Particle Beams **2023**, Article ID 9563197 (2023). <https://doi.org/10.1155/2023/9563197>
14. Gus'kov Yu. and Kurilenkov Yu. K., J. Phys.: Conf. Ser. **774**, 012132 (2016).
15. Gus'kov Yu. and Kurilenkov Yu. K., Quantum Electronics **47** (4), 327–329 (2017).
16. Smetanin I. V., Kurilenkov Yu. K., Oginov A. V., Tarakanov V. P. and Samoylov I. S., Plasma Res. Express **3**, 015003 (2021).
17. Nedoseev S. L., Yadernyi sintez s inertsionnym uderzhaniem, pod red. Sharkova B. Yu., Moscow, Fizmatlit, 2005, pp. 180–195.
18. Lawson J. D., Proc. Phys. Soc. B **70**, 6–10 (1957).