

УДК 533.9:537.5

Инерционное электростатическое удержание и ядерный синтез на основе межэлектродной плазмы наносекундного вакуумного разряда

Часть II. PIC-моделирование

Ю. К. Куриленков, В. П. Тараканов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

E-mail: yukurilenkov@rambler.ru

С. Ю. Гуськов

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Представлены результаты PIC-моделирования кодом KARAT в цилиндрической геометрии механизмов ускорения ионов в постановке задачи, соответствующей реальному эксперименту с наносекундным вакуумным разрядом с энергией порядка сотен килоэлектронвольт при наличии полого катода. Дан анализ принципиальной роли возникающего виртуального катода (ВК). Обсуждена пространственно-временная динамика потенциальных ям, связанных с появлением виртуального катода. Квазистационарные потенциальные ямы (глубиной ~ 80 % приложенного напряжения) вызывают ускорение ионов дейтерия до энергий порядка энергии электронного пучка (~ 50 кэВ). В области "ям" формируется квазиизотропная функция распределения (ФР) быстрых ионов по скоростям. Полученные результаты сопоставляются с имеющимися данными по синтезу с инерционным электростатическим удержанием (IECF). В частности, отмечены схожие корреляции между структурами потенциальных ям и нейтронным выходом, а также скэйлинг плотности мощности синтеза, которая возрастает с уменьшением радиуса ВК и увеличением глубины потенциальной ямы. Выбранная конфигурация электродов и реализованные параметры потенциальных ям обеспечивают в наносекундном вакуумном разряде плотности мощности ядерного DD-синтеза, заметно превышающие величины, достигнутые в других схожих системах с IECF.

PACS: 52.50.-b

Введение

Ранее в работе [1] была продемонстрирована экспериментально возможность генерации быстрых ионов в межэлектродном пространстве наносекундного вакуумного разряда малой энергии с полым катодом и их частичного (или полного) запыления самим ансамблем кластеров анодного материала. Это позволяет превратить межэлектродный аэрозольный ансамбль в своего рода "пылевой" микрореактор для исследования определенного класса ядерных процессов, включая столкновительный DD-синтез как частный случай [2]. Выход нейтронов растет с плотностью частиц в межэлектродных ансамблях кластеров и, по оценкам, может меняться в пределах $\sim 10^5$ — $10^7/4\pi$ нейтронов (в изотропном приближении) на ≈ 1 Дж полной энергии, вложенный в разряд. В целом эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения и нейтронов в вакуумном разряде с полым катодом может оказаться не менее чем на два порядка выше, чем в схеме "мощный лазерный импульс — облако кластеров" [3]. Однако физика протекающих в эксперименте с вакуумным разря-

дом процессов и, в частности, механизмы генерации быстрых ионов были долгое время неясны, что явилось стимулом к представляемому компьютерному моделированию.

В данной работе обсуждаются результаты моделирования методом частиц (PIC) механизмов ускорения ионов. Геометрические и физические параметры соответствуют реальному эксперименту [1, 2]. Используется осесимметричная версия электромагнитного кода KARAT [4], в частности, анализируется принципиальная роль образования и специфики виртуального катода [5] и обсуждаются результаты расчета пространственно-временной динамики потенциальных ям, связанных с появлением ВК. Как выяснилось, именно в этих квазистационарных потенциальных ямах (ПЯ) в межэлектродном пространстве глубиной до ~ 80 % от приложенного напряжения удерживаются и ускоряются до тех же энергий ионы дейтерия. При этом образуются встречные потоки ионов с энергиями в десятки килоэлектронвольт, сталкивающиеся в приосевой области разряда. В случае ионов дейтерия это приводит к DD столкновительному синтезу.

Помимо формирования целостной физической картины разряда, PIC-моделирование помогает прояснить и ряд непонятых ранее опытных данных, таких, например, как наблюдавшиеся в эксперименте двойные нейтронные пики, что может быть связано с режимами возникновения двойных ПЯ. Отметим, что модель коллективного ускорения ионов в вакуумном разряде на основе концепции нестационарных ПЯ перед фронтом катодного факела в режимах неустойчивого токопрохождения рассматривалась в [6] и позволила объяснить появление аномально ускоренных ионов в работах А. Плютто с соавторами [7].

Виртуальный катод и квазистационарные потенциальные ямы в межэлектродном пространстве

К настоящему времени представляется наиболее вероятным, что реализованный в экспериментах [1, 2] с дейтерированным Pd-анодом вариант цилиндрического виртуального катода, увлекающего в своей динамике ионы анодной плазмы, может отвечать, в частности, и за наблюдавшиеся режимы (одиночные или пульсирующие) реакции ядерного DD-синтеза в межэлектродной среде наносекундного вакуумного разряда. Эта гипотеза возникла в рамках детального и адекватного компьютерного моделирования посредством кода KARAT [3]. Это полностью электромагнитный код, использующий метод частиц (PIC), предназначенный для решения нестационарных задач электродинамики со сложной геометрией и включающий динамику релятивистских электронов и ионов. В частности, код KARAT подходит для моделирования сильноточных электронных устройств, таких как виркаторы, лазеры на свободных электронах, гиротроны и др. Он пригоден и для моделирования физических процессов в лабораторной или космической плазме.

На рис. 1—7 представлены лишь некоторые, но принципиально важные результаты PIC-моделирования для параметров разряда ($U = 70$ кВ, $I_{\max} = 1$ кА, время импульса 50 нс) при реальном соотношении масс электронов и ионов дейтерия. Число частиц в расчете составляло около 10^5 . Информация о физике возможных процессов в реальном эксперименте содержится в самих рассчитанных в рамках PIC-моделирования физических параметрах, приводимых на рис. 1—7. Ниже дается краткий комментарий к некоторым из полученных результатов.

Забегая вперед, следует сказать, что результаты PIC-моделирования позволяют отнести эксперимент [2] к такому старому направлению в физике плазмы, как синтез с инерционным электростати-

ческим удержанием (IECF) [8—12]. Пионерами IECF в 50-х гг. были О. Лаврентьев в СССР и Ф. Фарнсуорт в США, но по ряду причин и, в частности, из-за малых величин $Q = E_{\text{fusion}}/E_{\text{input}} \sim 10^{-6}—10^{-5}$ это направление в ядерном синтезе после первых демонстраций нейтронного выхода в 60-х гг. не развивалось и было практически забыто. Лишь с начала 90-х гг. к нему возобновился интерес в США и Японии как к простому и дешевому источнику нейтронов [10—12]. Более того, на работающих или строящихся в настоящее время относительно небольших установках в Лос-Аламосе появились (по крайней мере, в теории) некоторые надежды выйти на $Q > 1$ [12].

На рис. 1, а представлены конфигурация счетной области и динамика частиц (ионов и электронов) в межэлектродном пространстве. На рис. 1, б показан типичный фазовый портрет частиц, соответствующий образованию ВК. В эксперименте цилиндрический медный анод ($\varnothing = 0,6$ см) имел насадку в виде набора полых тонких (0,1 см в диаметре) Pd-трубок, припаянных перпендикулярно к торцу анода по его периметру, а окружающий их полый катод был сделан из алюминия.

В расчетах Pd-трубки моделировались полупрозрачной "фольгой", к которой "добавлялась" эрозионная "анодная плазма" — небольшая сферическая область в центре "войда" на рис. 1, б, где $V_r/c \approx 0$ и $r \approx 0,32$ см (r — расстояние от оси разряда, V_r/c — скорость частиц, отнесенная к скорости света). При включении катод-анодного напряжения, которое формируется за счет запуска вдоль коаксиала ТЕМ-волны, электроны эмиттируются с внутренней поверхности полого катода ($r \approx 0,4—0,6$ см) и ускоряются до слаборелятивистских скоростей при подлете к Pd-трубкам ($V_{e \max} \approx 0,3—0,4$ с, $r = 0,3$ см).

В реальном эксперименте взаимодействие пучка электронов с трубками ведет к эрозии системы (Pd+D₂) и выбросу паров дейтерия и палладия в прианодную область, сопровождающуюся их частичной кластеризацией и ионизацией. На данном этапе моделирования дейтериевая плазма загружается в начале счета в области анодной фольги. Далее сходящийся к оси системы электронный поток вызывает уменьшение потенциала вблизи оси (внутри пространства, ограждаемого Pd-трубками), формирование потенциальной ямы и при достижении током порогового значения, соответствующего в более простых геометриях току Чайлда-Ленгмюра, глубина потенциальной ямы достигает величины максимальной энергии электронов, что соответствует возникновению ВК при $r \approx 0,1$ см. Электроны при этом уже не пересекают ось (см. рис. 1, а), а отражаются наружу ($V_r/c > 0$) (см. рис. 1, б).

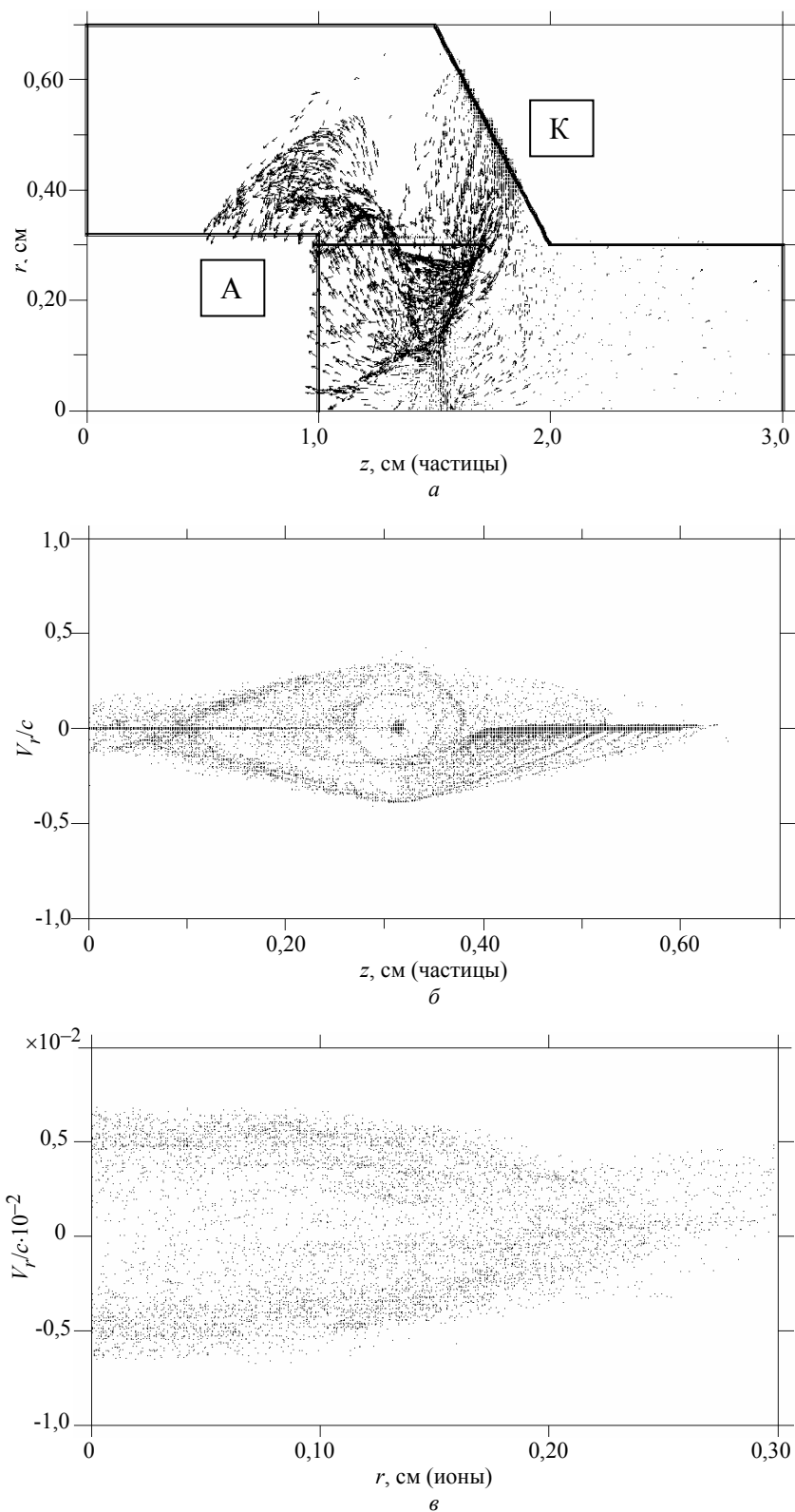


Рис. 1. Возникновение виртуального катода:

- a* — геометрия разряда и динамика частиц на 25-й наносекунде расчета (перпендикулярно к основанию анода (А) примыкает "эрозионная анодная плазма" вблизи полупрозрачной "фольги", моделирующая в PIC-коде тонкие полые Pd-стержни, пропитанные дейтерием в реальном эксперименте);
 ← — квазирелятивистские электроны пучка, вытягиваемые полем с катода (К),
 ... — быстрые ионы, заполняющие пространство внутри анода ($r = 0—0,3$ см);
б — фазовый портрет частиц при сформированном ВК, при $r \approx 0,1$ см:
 ... — электроны, ускоренные при подлете к Pd-трубкам до $v_{e \max} \approx 0,3—0,4$ с ($r = 0,32$ см);
 горизонтальная линия $V_r/c \approx 0$ (в интервале $r = 0—0,32$ см) — ускоренные ионы;
 эрозионная "анодная плазма" — небольшая сферическая область в центре, где $V_r/c = 0$ и $r \approx 0,32$ см);
в — радиальные скорости ионов как функция их положения по радиусу

Таким образом, во внутренней части прианодной области, ограниченной Pd-трубками при $Z \approx 1,2—1,8$ см, возникает отрицательный потенциал в несколько десятков килоэлектронвольт. Находящиеся внутри палладиевой части анода ионы оказываются в области действия электрического поля, заставляющего их двигаться к оси Z . На рис. 1, б им соответствует горизонтальная линия $V_r/c \approx 0$ в интервале $r = 0—0,32$ см, которая в ионном масштабе скоростей расщепляется на две сходящиеся с двух сторон к оси Z ветви ионов со скоростями $V_r/c = \pm 0,5 \cdot 10^{-2}$ (см. рис. 1, в). В целом можно сказать, что исследуемая система является эффективным инструментом трансформации энергии электронного потока, подлетающего к аноду, в энергию быстрых ионов практически той же величины, но в другой области межэлектродного пространства — на оси разряда z ($r \approx 0$).

Характерные распределения потенциалов, соответствующих ВК, приведены на рис. 2, 3 для различных моментов времени. Видно, что двойная ПЯ (на 15-й наносекунде, рис. 2) трансформируется в однократную широкую яму (см. рис. 3) (на 37,5 нс). Глубина ПЯ в данном моделировании достигает примерно 80 % приложенного напряжения. Эта доля определяется геометрией электродов, которая, в свою очередь, влияет на соотношение между радиальной и Z -й компонентами скоростей электронов, прошедших диодный зазор.

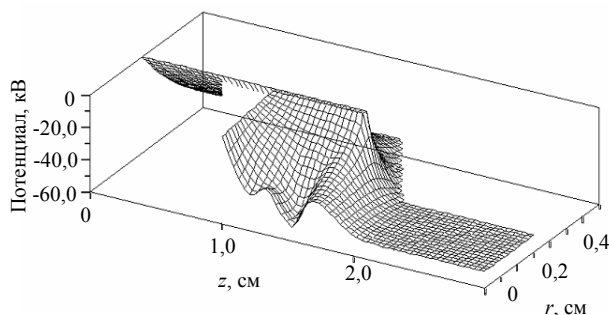


Рис. 2. Двойная потенциальная яма, возникающая в расчете в первой половине приложенного импульса напряжения на 15-й наносекунде

Ионы, "скатывающиеся" с противоположных краев ПЯ (см. рис. 2, 3) к оси Z , образуют в приосевой области встречные потоки с энергиями в несколько десятков килоэлектронвольт. По-видимому, это и объясняет столкновительный DD -синтез, наблюдаемый в реальном эксперименте (в общем случае надо еще учесть столкновения ионов D^+ с нейтралами, кластерами дейтерия и дейтерированной частью анода) [2]. Область по Z и r на полуширине ПЯ содержит практически квазиизотропное распределение быстрых ионов по скоростям (объем "реактора").

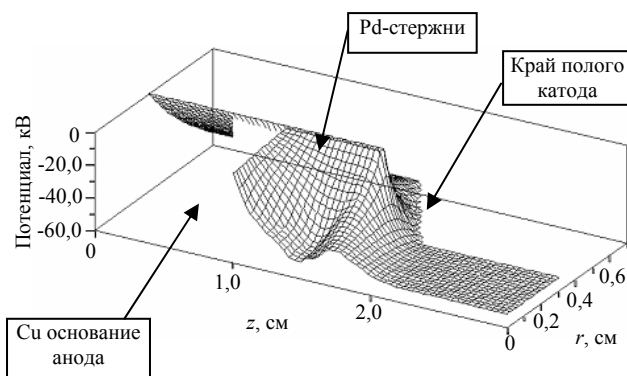


Рис. 3. Типичная однократная по оси Z потенциальная яма (на 37,5-й наносекунде расчета, минимум ПЯ $Z \approx 1,5$)

Функция распределения (ФР) для быстрых ионов внутри анодной полости, образуемой "сеткой" Pd-стержней на оси разряда, приведена на рис. 4, а (ФР получена усреднением по объему цилиндра длиной 0,5 см и радиусом 0,15 см). Средняя энергия ионов или эффективная "температура" составляет ≈ 25 кэВ. При этом функции распределения ионов в разных областях пространства анод—катод имеет свою специфику.

Вдали от оси разряда ФР имеет вид, близкий к максвелловскому (см. рис. 4, б, кривая 1). В то же время отдельные внутренние области анодного пространства могут включать ионы лишь исключительно с высокой эффективной температурой $\sim 30—60$ кэВ (см. рис. 4, б, кривые 2 и 3).

Плотность ионов максимальна на дне ямы ($Z \approx 1,5$ см) и имеет усредненный вид типа, приведенного на рис. 5 (абсолютная величина плотности ионов n_i в PIC-моделировании будет зависеть от вводимых параметров "анодной плазмы" и в общем случае — от времени).

Характер и величина нейтронного выхода. Сопоставление с имеющимися данными по инерционному удержанию

Численное моделирование помогает понять некоторые наблюдавшиеся ранее в реальном эксперименте эффекты. Отметим, например, что вид некоторых немаксвелловских распределений ионов в расчете коррелирует с зарегистрированным в эксперименте "плато" на гистограммах треков быстрых ионов на пластинах CR-39 (см. рис. 8 в [2]).

Другой пример — хорошо воспроизводимые в расчетах двойные по структуре потенциальные ямы на первой стадии разряда (типа показанной на рис. 2; отметим, что двойная ПЯ — по оси Z , а по r — двойной характер выражен значительно слабее, но имеет место и для одиночных по Z ям). Скорее всего, именно возникновение двойных ям может объяснить появление двойных по структуре нейтронных пиков в ряде наблюдений, как приве-

денных, например, на рис. 6, канал 2. Видно, что время жизни ПЯ составляет около $T_{pd} \approx 20\text{--}25$ нс, после чего ВК должен нейтрализоваться потоком ионов ($T_{pd} \approx \omega^{-1}_{pi}$). Но поскольку длительность полного импульса напряжения 50 нс, то в реальном эксперименте сохраняются условия возникно-

вения ВК (в частности $I_A > I_L$) и образуется новая (вторая) и тоже двойная ПЯ. Столкновения ионов в ней могут проявиться вторым двойным нейтронным пиком, зарегистрированным в эксперименте (см. рис. 6, а, б) (В PIC моделирование нейтрализации ВК является отдельной задачей).

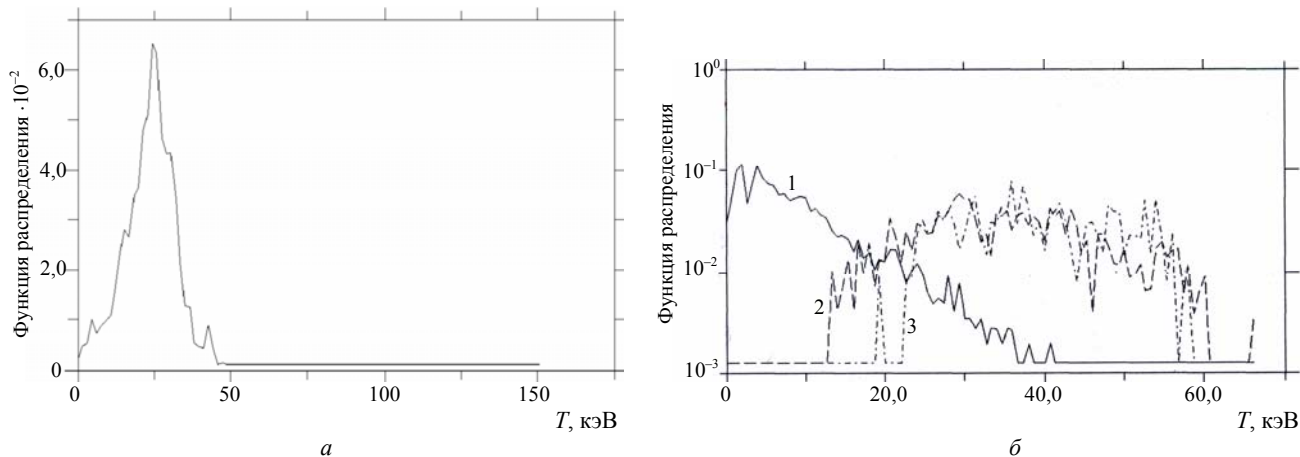


Рис. 4. Функция распределения для быстрых ионов внутри анодной полости, образуемой "сеткой" Pd-стержней на оси разряда:

а — усредненная по макрообъему цилиндра на оси разряда ($L = 0,5$ и $\varnothing = 0,3$ см) на 35-й наносекунде расчета;
 б — усредненные по сферическим микрообъемам (с радиусом 0,05 см) в различных точках по радиусу (1 — $r = 0,3$ см; 2 — $r = 0,1$ см; 3 — $r = 0,0$ см) в плоскости минимума потенциальной ямы ($Z \approx 1,5$ см) на 37,5-й наносекунде расчета:

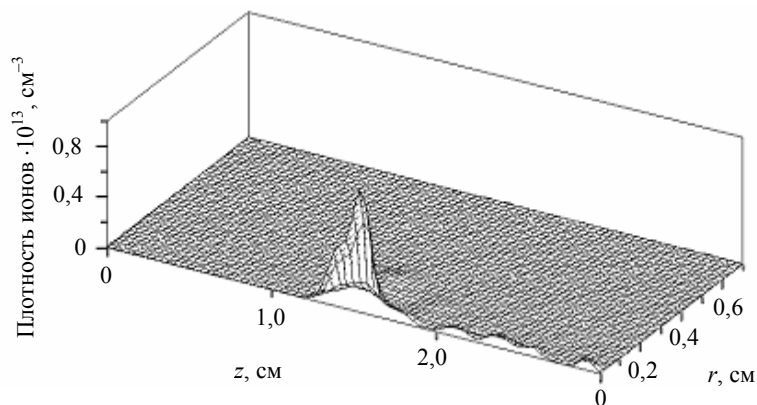


Рис. 5. Пример расчета плотности быстрых ионов в потенциальной яме (вдоль оси разряда Z; Z = 1 — край анода Cu) на 30-й наносекунде

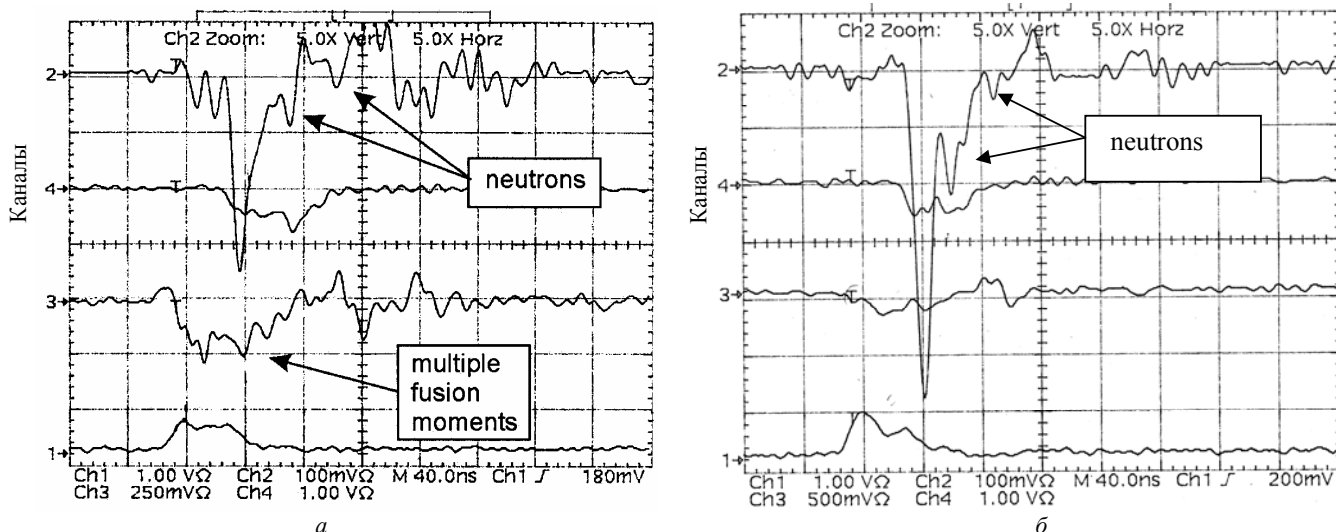


Рис. 6. Осциллограммы выхода:

а — рентгена (каналы 1—3); б — нейтронов (двойные нейтронные пики, канал 2)

Отметим, что образование одно-, двух- и множественных ПЯ и немаксвелловское распределение ионов по энергиям являются типичными особенностями классических систем с инерционным электростатическим удержанием.

Исследование корреляции между структурами ПЯ и нейтронным выходом в IECF обнаружило ранее и показано, что не только их глубина, но именно нестабильность потенциала во времени заметно влияет на выход нейтронов при взаимодействиях пучков ионов [10].

Таким образом, и в нашем случае не только сама структура ПЯ, но и временная динамика потенциала ямы будет определять характер нейтронного выхода.

В связи с этим наблюдавшийся в [2] выход нейтронов можно условно разделить на три типа:

- 1 — однократный выход — см. рис. 1, 5 в [2];
- 2 — многократный (два и более нейтронных пиков) и перемежающийся по интенсивности нейтронный выход — см. рис. 6 и рис. 3, 7 в [2];
- 3 — осцилляторный или пульсирующий выход — см. рис. 4, 6 в [2] и рис. 7.

Рассмотрим первые два типа нейтронного выхода.

Как показано в работе [6], время восстановления ВК (или спада потенциала U) можно оценить как $T_v \approx C_d U/I_L$, где C_d — емкость диодного промежутка (300 пФ [2]), U — потенциал.

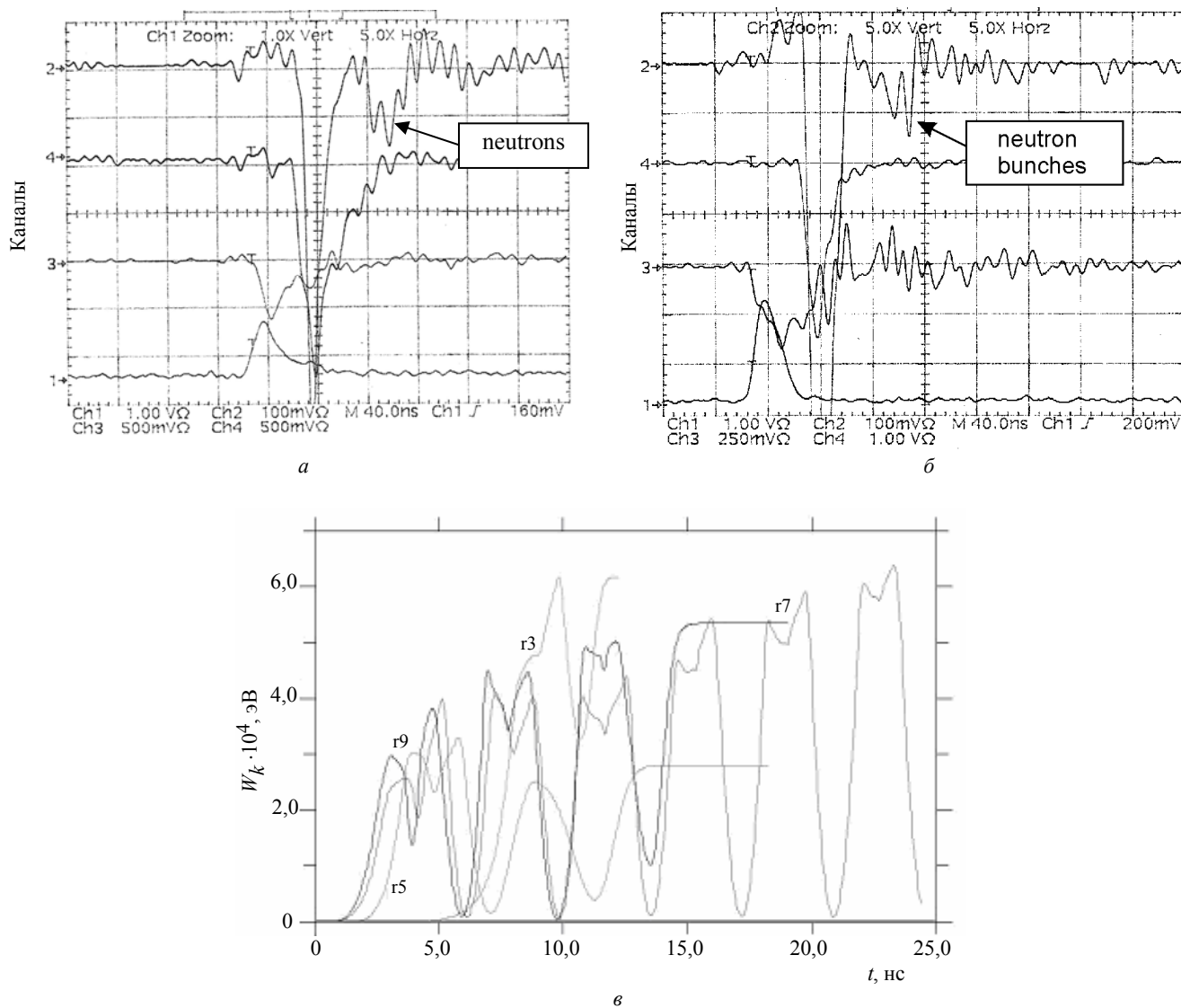


Рис. 7. Осциллограммы:

- a* — выхода рентгена (каналы 1, 3, 4) и нейтронов в пульсирующем (осцилляторном) режиме (канал 2). Интенсивность канала 4 промодулирована моментом DD -реакций;
- б* — пульсирующего выхода нейтронов с нарастанием интенсивности (канал 4);
- в* — энергии различных групп ионов (отличающихся местом их генерации на аноде, $r3$ — $r9$) как функция времени разряда (качественное PIC-моделирование нарастающего нейтронного выхода в эксперименте типа, приведенного на рис. 7, б) на 25-й наносекунде расчета

Поскольку $I_L \sim U^{3/2} / d_{ef}^2$, то изменение d в нашем эксперименте меняет I_L и тем самым величину T_v (d_{ef} — некоторое эффективное межэлектродное расстояние, если электроды не плоские) [13]. Тогда при относительно больших d_{ef} имеем $T_v \approx T_{im}$ и в эксперименте получим лишь один нейтронный пик (первый тип). Уменьшение d_{ef} увеличивает I_L и снижает T_v , и по мере уменьшения $T_v < T_{im}$ получим двух- и многократный выход нейтронов (второй тип). Для $U = 50$ кВ, $I_A / I_L \approx 1,5$, $C_d \approx 300$ пФ имеем $T_v \approx 28$ нс, что близко ко времени восстановления ВК для случаев, приведенных на рис. 6.

Отдельный интерес представляет третий тип нейтронного выхода. При $I_L \rightarrow I_A$ если распределение электронов в ВК будет приближаться к однородному, а яма еще сохранится, то колебания ионов в ПЯ могут оказаться близкими к режиму гармонического осциллятора. В моменты максимального периодического сжатия ионной подсистемы на оси разряда будет идти DD-реакция, и выход нейтронов будет как бы пульсирующим (типичный пример — см. рис. 7, а, канал 2). Период осцилляций нейтронного выхода составляет в эксперименте 12—13 нс ($T_v \ll T_{im}$), и он отражает уже не столько времена T_v (как в первом случае), сколько собственную частоту гармонических колебаний ионов D^+ в ПЯ (простая оценка времени "скатывания" иона D^+ с края ямы (см. рис. 3) на ее дно, т. е. четверти периода колебаний, дает 2,9 нс, что совпадает с экспериментом). Действительно, пульсирующий нейтронный выход воспроизводился в эксперименте лишь с уменьшением d [2].

Таким образом, суммируя, однократный выход нейтронов (первый тип) — есть результат, по видимому, разового коллапса ионов на дне ямы при нейтрализации ВК в режиме $T_v \approx T_{im}$, а второй тип нейтронного выхода, по сути, является промежуточным между однократным и многократным осцилляторным при $I_L \rightarrow I_A$ (см. рис. 7).

Пульсирующий режим (типа — см. рис. 7, а) оказывается похожим на то, что ожидается в концепции периодически осциллирующих плазменных сфер (POPS), развиваемой в последние десятилетия в теории и эксперименте [11, 12]. Было предложено отказаться от стандартной схемы ИЕСФ с взаимодействием отдельных пучков ионов и перейти к инжекции электронов внутрь сеток (в целях их однородного распределения внутри катодной сетки). В возникающей потенциальной яме ионы будут совершать стабильные гармонические колебания по радиусу с любой амплитудой, что в моменты максимального сжатия обеспечит большую мощность ядерного синтеза

$$P_{fusion} \approx 3\phi^2 \theta^2 f^2 \langle \sigma v \rangle / 2\pi e^2 r_{vc},$$

где ϕ — глубина ямы;

θ — степень сжатия;

$f = n_i / n_e$;

r_{vc} — радиус ВК;

$\langle \sigma v \rangle$ — усредненное сечение реакции [12];

P_{fusion} — проинтегрированная по времени за один период колебаний полная мощность синтеза [11].

Вид P_{fusion} следует из известного соотношения $n_i^2 < \sigma v > V$, в котором концентрация ионов оценивается из уравнения Пуассона как $n_i \sim \phi / r_{vc}^2$, а объем ядерного горения $V \sim (4/3)\pi r_{vc}^3$.

Таким образом, плотность мощности синтеза с уменьшением размеров ВК растет быстрее, чем уменьшается объем пространства, где идут ядерные реакции. Анализ концепции POPS показал также, что глубина ямы в $\sim 60\%$ от приложенного напряжения достаточна для реализации концепции реактора в осциллирующих системах. Характерная частота POPS имеет вид $\nu_{POPS} \sim (2\phi/m_i)^{1/2}/r_{vc}$. К настоящему времени несмотря на демонстрацию POPS, глубины ям остаются пока в пределах ≤ 1 кэВ, а частота $\nu_{POPS} \leq 1$ МГц (экономичность, приложения, ограничения и т. п. детально обсуждаются в [12]).

Итак, периодические осциллирующие сферы являются частным случаем или в определенной мере аналогом обсуждавшегося многократно повторяющегося синтеза (МПС) в наносекундном разряде [2]. По аналогии с POPS получим оценку для мощности синтеза в объеме ядерного горения в цилиндрической геометрии как

$$P_{fusion} \approx 9\phi^2 \theta^2 f^2 \langle \sigma v \rangle / 2\pi e^2 r_{vc}^2,$$

где l — длина цилиндра.

Подставляя в данное выражение величины $\phi \approx 60$ кэВ и $r_{vc} \approx 0,2$ см и полагая для оценки $\theta^2 f^2 \sim 1$, получим $\sim 5 \cdot 10^6$ нейтронов на разовый коллапс ионов на оси разряда (или за один период колебаний).

Таким образом, благоприятный скейлинг плотности мощности синтеза (с уменьшением размеров установки), которая возрастает с уменьшением радиуса ВК и увеличением глубины потенциальной ямы, представляет собой специфическое преимущество систем для ядерного синтеза с электростатическим удержанием (типа POPS [11, 12] или МПС [1, 2]).

В зависимости от соотношения T_v и T_{im} в наносекундном разряде за полное время импульса будет иметь место от одного до четырех—пяти моментов максимального сжатия ионов дейтерия на оси разряда, что и сопровождалось аналогичным

числом нейтронных пиков в реальном эксперименте (см. [2] и рис. 6 и 7). Не исключено, что переход к осцилляторному режиму будет означать увеличение Q , поскольку величина вводимой энергии в разряд не зависит от режимов выхода нейтронов, однако этот вопрос требует отдельного анализа и измерений.

Заключение

РЭС-моделирование базовых условий и геометрии разряда позволяет прояснить не только такие принципиальные вещи как образование и роль ВК и квазистационарных потенциальных ям в ускорении ионов в наносекундном разряде, но и отдельные детали типа структуры нейтронных пиков, вида функций распределений ионов и т. д. В дополнение, на рис. 7, б приведен зарегистрированный в эксперименте нарастающий нейтронный выход, а на рис. 7, в показаны расчеты энергии отдельных групп ионов на оси в зависимости от времени. Видно качественное соответствие роста характерных энергий в максимумах, что должно сопровождаться ростом нейтронного выхода (расчетный период колебаний из-за двумерной геометрии будет примерно в два раза меньше реального). Был представлен лишь начальный этап РЭС-моделирования и предстоит большая дальнейшая работа по моделированию деталей динамики ПЯ, ее образования и нейтрализации в различных режимах, воспроизведению различных режимов выхода нейтронов и поиску оптимальных параметров разряда для будущих экспериментов.

Частота осцилляций нейтронного выхода в эксперименте с вакуумным разрядом [2] составляет $\approx 77\text{--}83$ МГц, а экстраполяция выражений POPS на наши геометрию и глубину ямы дает $v_{\text{POPS}} \approx 78$ МГц. Это, по-видимому, тоже подтверждает близкую к POPS физику осцилляций ионов в ПЯ (см. рис. 3) в некоторых режимах наносекундного разряда.

Миниатюрность разряда (малые $r_{\text{vc}} \approx 0,2$ см) в сочетании с глубокими ПЯ $\varphi \approx 50\text{--}60$ кэВ делают продемонстрированные в [2, 14] плотности мощности DD-синтеза рекордными к настоящему времени. С другой стороны, малый рабочий объем, наносекундный масштаб времен и потери ограничивают суммарный нейтронный выход, оставляя его в то же время вполне приемлемым для развития и ряда приложений.

Расчет реального нейтронного выхода (помимо и других каналов DD-реакции) должен вестись с адекватным учетом эффектов колебаний и сжатия

подсистемы ионов, что может обеспечить в пиках сжатия плотности ионов, существенно превышающие n_i , приведенные на рис. 5 (например, по оценкам [11], в аналогичных условиях для POPS расчетная величина $n_{i \text{ max}} \sim 10^{19}$ см⁻³, а минимальный радиус в момент сжатия ~ 60 мкм). Кроме того, ВК иногда может находиться внутри "облака" межэлектродной горючей (в смысле ядерного синтеза) "пыли" анодного вещества, что пока тоже не включено в РЭС-моделирование. Плюсы и минусы эрозии электродов, а также тот факт, что ПЯ может быть частично заполнена кластерами дейтерия, требуют отдельного обсуждения. Запирание быстрых ионов самими ансамблями кластеров (включая и дейтериевые как потенциальную мишень), особенно заметное при их самоорганизации (пылевой стопинг), представляет как дополнительные возможности, так и трудности в оптимизации работы "микрореактора" [2, 14].

Авторы благодарят Г. А. Месяца, С. А. Баренгольца, Н. А. Ратахина, А. А. Рухадзе, В. Е. Фортова, В. М. Батенина, Ю. Б. Конева и В. Т. Карпухина за интерес к работе и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. Kurilenkov Yu. K., Skowronek M., Rukhadze A. et al. // Journal de Physique IV. 2000. No. 10. Pr5-409; Journal of Physics (Pramana, Indian Acad. Sci.). 2003. No. 61. P. 1188—1196.
2. Kurilenkov Yu. K., Skowronek M., Dufty J. // J. Phys. A: Math & General (IOP). 2006. No. 39. P. 4375; Ю. К. Куриленков, М. Скоронек. // Прикладная физика. Ч. I. 2009. № 3.
3. Ditmire T. et al. // Nature (London). 1999. No. 398. P. 489; Phys. Rev. Lett. 2000. No. 84. P. 634.
4. Tarakanov V. P. User's manual for code KARAT (Springfield, VA: Berkley Research Associates, Inc., 1992).
5. Dubinov A. E., Kornilova I. Yu., Selemir V. D. // Uspekhi Phys. Nauk. 2002. No. 172. P. 1225.
6. Barengol'ts S. A., Mesyats G. A., Perel'shtein E. A. // JETPh. 2000. No. 91. P. 1176.
7. Plyutto A. A. // JETPh. 1960. No. 12. P. 1106; ЖТФ. 1970. V. 40. P. 2534.
8. Лаврентьев О. // Укр. физ. журн. 1963. Т. 8. С. 440; Бондаренко Б. Д. // УФН. 2001. Т. 171. P. 886.
9. Elmore W. C. et al. // Phys. Fluids. 1959. V. 2. P. 239; Hirsch R. L. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. P. 4522.
10. Onishi M., Sato K. H. et al. // Nuclear Fusion. 1997. V. 37. P. 611.
11. Nebel R. A., Barnes D. C. // Fusion Technol. 1998. V. 38. P. 1998; Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 2498.
12. Nebel R. A. et al. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 012701; Park J., Nebel R. et al. // Ibid. P. 056315.
13. Бобров Ю. К., Быстров В. П., Рухадзе А. А. Краткое сообщение по физике // ФИАН. 2005. № 7. С. 23.

14. Куриленков Ю. К., Скоронек М. Экстремальные состояния вещества-2004/Под ред. В. Е. Фортова. — Черноголовка. 2004. С. 136; Сессия "Физика неидеальной плазмы". 2007. www.ihe.d.ras.ru/npp2007/presentations/kurilenkov_opt.pdf.

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2008 г.

Inertial electrostatic confinement and nuclear synthesis at interelectrode media of nanosecond vacuum discharge

Part II. PIC-simulation

Yu. K. Kurilenkov, V. P. Tarakanov

Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

E-mail: yukurilenkov@rambler.ru

S. Yu. Guskov

Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia

The results of PIC-simulation of particular discharge conditions using fully electrodynamic code KARAT are presented and compared with experimental data. The principal role of virtual cathode and correspondent potential wells formations at interelectrode space are discussed. In particular, space-time evolution of potential wells and electrostatic mechanism of ions acceleration are considered. The deepness of single or double potential well of virtual cathode is about 50—60 keV, and the D^+ ions being trapped by this well are accelerating up to the same order of energy values. It is shown also that cylindrical virtual cathode immersed into complex anode plasma as well as potential well dynamics could be responsible for some pulsating regimes (~ 70 MHz) of DD collisional burning and related intermittent pulsating neutron yields during ~ 50 nsec observed in experiment from interelectrode media of nanosecond vacuum discharge. Remark, the presented work on miniature neutron source extends available activity on inertial electrostatic confinement fusion (IECF), and probably illustrates favourable scaling of fusion power density, which increases with the inverse of the virtual cathode radius and square of potential well depth.

PACS: 52.50.-b

* * *