

## СУБТЕРРАВАТТНЫЕ ИОННЫЕ ПУЧКИ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

*Н.В.Филиппов, Т.И.Филиппова*

В газовом разряде типа плазменный фокус исследовались амплитудно-временные характеристики дейтронных пучков. В основу диагностической методики положен анализ нейтронного и гамма-излучений реакции  $B^{11}(d, n)C^{12}$ , идущей при взаимодействии дейтонов мегавольтной энергии с мишенью из карбида бора. Показано, что время существования зоны ускорения дейтонов менее 5 нсек, а полный ток достигает  $1,5 \cdot 10^5$  А, что при средней жесткости частиц  $\sim 10^6$  эВ соответствует мощности пучка 0,15 ТВт.

Экспериментальное исследование ускоренных частиц, образующихся при пинч-эффекте в легких газах, было начато в конце 50х-годов [1] с целью найти удовлетворительное объяснение явлениям, приводящим к образованию в таких разрядах жестких излучений и, в частности, нейтронов. В последнее время при исследовании нецилиндричес-

кого z-пинча типа плазменный фокус были найдены условия, при которых существенно (на несколько порядков) увеличился масштаб этого эффекта — в процессе ускорения стало вовлекаться количество частиц, сравнимое с полным, находящимся в зоне компрессии плазмы [2, 3].

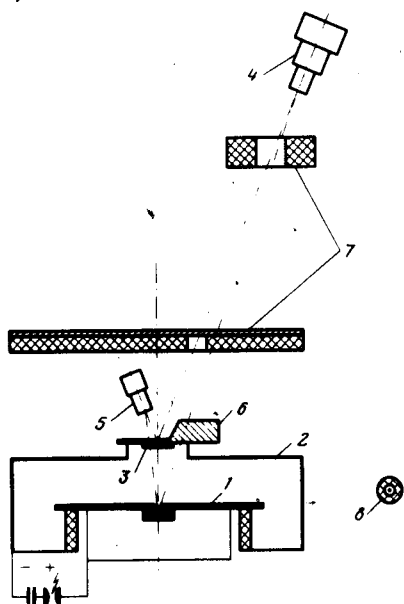


Рис. 1

В работе [2] был описан метод пролетной спектрометрии для измерения энергетического распределения ускоренных дейтронов, генерируемых в ПФ. Применение этого метода показало, что жесткая компонента ионного потока имеет среднюю энергию  $(1 \div 1,5)$  МэВ, с "хвостами" до 5 МэВ. В настоящей работе применением активационного детектора (мишени из кристаллического  $B_4C$ ), помещенного на расстояние 25 см от ПФ, было определено полное количество высокоэнергетических (МэВ диапазона) дейтронов, генерируемых в единичном разряде, и измерено время существования зоны ускорения. При таком положении мишени нейтронный импульс реакции  $B^{11}(d, n)C^{12}$  практически не искажался разбросом дейтронов по скоростям. Схема эксперимента показана на рис. 1. Конденсаторная батарея 576 мкФ при напряжении  $16 \div 18$  кВ разряжалась на камеру с положительным внутренним электродом (1). На крышке камеры (2) (катода) укреплялась мишень из спеченного карбида бора (3). Нейтроны реакции  $B^{11}(d, n)$  регистрировались фотосцинтилляционным детектором (4), удаленным от мишени на 5,6 м. Сцинтиллятор в паре с коаксиальным фотоэлементом ФЭК-П (5), защищенный 2 мм свинца, регистрировал жесткое рентгеновское излучение с поверхности центральной части анода. Для уменьшения величины воздействия этого же рентгеновского излучения на более чувствительный детектор-фотоумножитель (4) применялась толстая (до 10 см) свинцовая защита (6). С помощью промежуточных полиэтиленовых экранов (7) снижался фон рассеянных нейтронов. Абсолютная величина нейтронного выхода из камеры определялась с помощью бетасчетчика (8) методом активации изотопа серабра  $Ag^{109}$ . Выбранная схема расположения аппаратуры и экранирующих блоков

при базе 5,6 м позволяла по времени пролета отделить исследуемое нейтронное излучение с борной мишени от плазменного нейтронного излучения, источником которого служит ПФ. Для ускоренных дейтронов с энергией около 1 МэВ нейтроны реакции  $B^{11}(d, n)C^{12}$  имеют набор дискретных энергий 13,6 – 9,6 – 6,8 ÷ 4,9 МэВ [4], что связано с возникновением нескольких различных возбужденных состояний углерода  $C^{12*}$ .

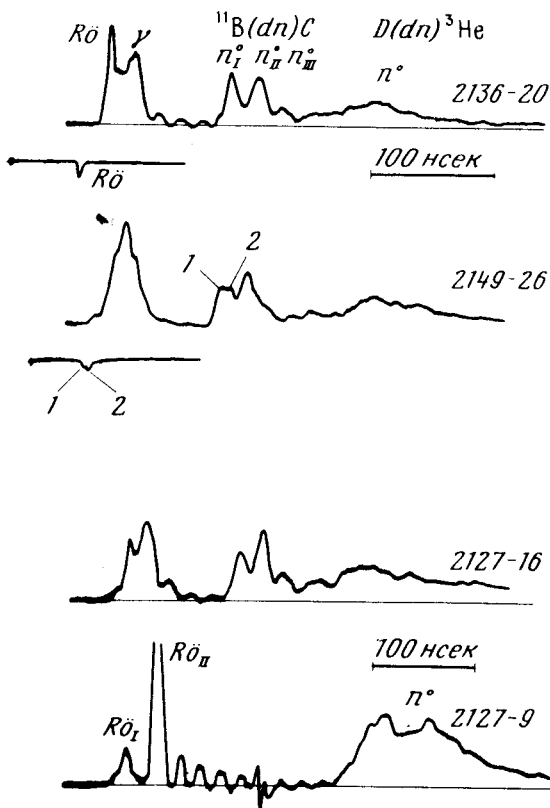


Рис. 2

На рис. 2 приведен ряд осциллограмм с фотодетектора (4), полученных на осциллографе И2-7. К некоторым из них добавлены записанные одновременно и в том же временном масштабе сигналы с детектора (5). При обработке осциллограмм расстояние "зона ускорения – мишень" принималось равным  $(25 \pm 2)$  см и считалось, что ускорение электронов (к аноду) и ионов (в сторону катода) происходит одновременно. На осциллограммах (рис. 2) четко выделяются сигналы от нейтронов первых двух-трех групп энергий, хорошо совпадающие с приведенными выше значениями. Одновременность их появления служит проверкой правильности идентификации импульсов от реакции  $B^{11}(d, n)C^{12}$ . Значения энергии дейтронов указаны на приведенных осциллограммах (рис. 2). Даже для выбранного расстояния источник – мишень ( $\sim 25$  см), длительность нейтронного импульса оказывается несколько увеличенной из-за разброса дейтронов по скоростям. Так для полученного ранее [2] энергетического распределения дейтронов в сгустке  $(0,8 \pm 2,5$  МэВ), растягивание импульса во времени составляет  $11 \div 13$  нсек. Если, кроме то-

го, учесть  $2 \div 3$  нсек, необходимые для прохождения нейтронов через сцинтиллятор ( $\sim 10$  см), и частотную полосу используемых фотодетекторов, то из приведенных осциллограмм следует, что время существования зоны ускорения дейтонов не более 5 нсек и практически совпадает с длительностью жесткого рентгеновского излучения мегавольтового диапазона, регистрируемого ФЭК'ом

Использование реакции  $V^{11}(d, n)C^{12}$  с образованием возбужденных ядер  $C^{12*}$  допускает независимый контроль сделанной выше оценки времени, на основе анализа пика жесткого  $\gamma$ -излучения (второй импульс на осциллограммах 2136 — 20 и 2127 — 16 (рис. 2), возникающего при переходе  $C^{12*} \rightarrow C^{12}$ . Расстояние этого пика от максимума импульса жесткого (МэВ энергии) рентгеновского излучения ( $\sim 20$  нсек) соответствует времени пролета дейтонного сгустка от зоны ускорения до мишени, а ширина гамма-импульса, так же как и нейтронного, связана с временем генерации и растягиванием импульса из-за указанного выше разброса дейтонов по скоростям. Вклад в уширение импульса может давать также соответствующая протяженность ( $\sim 5$  см) зоны ускорения. Попарное совпадение пролетных времен и полуширин импульсов указывает на незначительную протяженность этой зоны вдоль оси пинча.

В ряде экспериментов картина нейтронных и рентгеновских импульсов оказалась более сложной, чем обсуждалось выше, и для интерпретации результатов необходимо предположить существование нескольких зон ускорения, сдвинутых во времени. Так, на осциллограммах 2149 — 26 индексами 1 и 2 помечены рентгеновские и нейтронные импульсы, относящиеся к двум областям ускорения, разделенным временем 6 нсек.

В отдельных случаях образующиеся в борной мишени нейтроны увеличивали абсолютный нейтронный выход установки на  $30 \div 150\%$  по отношению к среднему выходу  $0,5 \cdot 10^{10} \cdot 10^{10}$  ( $dd$ )-реакций в той же серии экспериментов. Из эффективности толстой борной мишени близкой к  $10^6$  дейтонов-нейтрон для мегаэлектронвольтовых дейтонов следует, что число последних в жесткой компоненте сгустка достигает  $0,5 \cdot 10^{16}$  дейтонов, что блико к результатам, полученным в [3]. На рис. 3 приведена фотография поверхности борной мишени со следами разрушения, вызванного ионными сгустками, образовавшимися в двух последовательных удачных разрядах. В одном случае нейтронный выход  $d(d, n)He^3$ -реакции составил  $1 \cdot 10^9$ , во втором —  $0,5 \cdot 10^{10}$  нейтронов/разряд. Размер области разрушения позволяет оценить угловую расходимость ионного потока, который для приведенных разрядов заключен в конусе с углом раствора 3 и 6, соответственно. Анализ импульсов жесткого рентгеновского излучения и нейтронной эмиссии позволяет представить себе следующую последовательность процессов, происходящих в ПФ. Внутри временного интервала масштаба 100 нсек, определяемого генерацией нейтронов  $dd$ -реакций, существуют два выделенных момента времени, отвечающие двум последовательным импульсам жесткого рентгеновского излучения.

Первый импульс (1 фаза) обязан своим происхождением торможению на аноде мощного, относительно мягкого электронного пучка со средней энергией до 300 кэВ. Длительность этого импульса порядка  $20 +$

$\pm 30$  нсек, а максимум совпадает с максимумом нейтронного (плазменного) излучения. В рассматриваемых режимах нейтронная эмиссия  $dd$ -реакций отличается очень высокой стабильностью абсолютной величины интегрального выхода  $Y_n$  (до 5%) при средней величине  $\bar{Y}_n = 0,5 \cdot 10^{10}$  н/импульс. Эта фаза ПФ сопровождается обычным для разрядов с нецилиндрической геометрией токовой оболочки вытеканием вещества из зоны компрессии. Взаимодействие электронного пучка с плазмой — с одной стороны, и уменьшение погонного числа частиц — с другой, создают условия для развития сильной турбулентности, приводящей к значительному понижению электропроводности плазмы. Этому должно содействовать также увеличенное радиационное охлаждение электронной компоненты плазмы в присутствии обязательной для этих режимов добавки тяжелого газа (Xe).

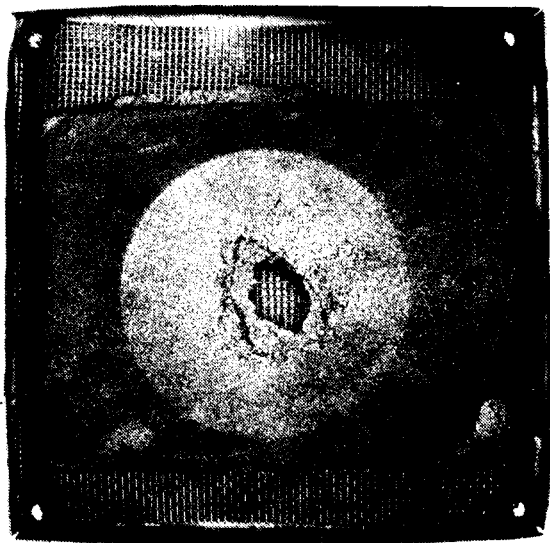


Рис. 3

Величина первого рентгеновского импульса так же как и величина нейтронной эмиссии практически не связаны с интенсивностью и жесткостью дейтонных пучков, генерируемых в данном разряде.

Второй импульс рентгеновского излучения (вторая фаза возникает через  $20 \div 40$  нсек после первого и связан с образованием второго, более жесткого, мегавольтного диапазона энергии, электронного пучка. Длительность этой фазы существенно короче 10 нсек, а амплитудно-временные характеристики находятся в прямой зависимости от параметров ионных пучков, генерируемых в этой фазе ПФ. Для обычного плазменного диода в отсутствие магнитных полей при полном разрядном токе  $10^6$  А ионный ток не должен превышать  $1,5 \cdot 10^4$  А. Из приведенных измерений следует, что в отдельных разрядах величина тока пучков достигает  $1,5 \cdot 10^5$  А, а соответствующая мощность — 0,15 ТВт. Наблюдаемое обострение мощности, происходящее при генерации ионных пучков, является наиболее характерной чертой газового разряда типа ПФ в приведенном режиме. Из полученных результатов следует,

что для объяснения наблюдаемых явлений требуется привлечение более сложных теоретических моделей, чем это имело место до сих пор для ПФ. Представляется вероятным, что наиболее адекватное описание процессов генерации подобных пучков заряженных частиц содержится в [4], где рассматривается механизм динамической диссипации энергии магнитного поля при образовании токовых слоев, связанных с филаментацией пинча в конечной стадии сжатия.

Авторы благодарны В.А.Безбатченко, В.В.Комиссарову, О.С.Кудряшову и Э.Б. Свирскому за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию  
24 апреля 1979 г.

### Литература

- [1] Б.Г.Брежнев. Известия Акад. Наук СССР, ОТН Энергетика и автоматика, 2, 1960, стр. 54.
  - [2] Н.В.Филиппов, Т.И.Филиппова. Письма в ЖЭТФ, 25, 135, 1977.
  - [3] R.L.Gullickson, H.L.Sahlin. J. Appl. Phys. 1978, 49, п.3, Pt.1, 1099 — 1105.
  - [4] С.И.Сыроватский. Астроном. ж., 43, 340, 1966.
-