

О МЕХАНИЗМЕ УСКОРЕНИЯ ДЕЙТОНОВ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

В.Д.Иванов

Рассмотрен механизм ускорения дейтонов в индукционном электрическом поле в плазменном фокусе. Группу ускоренных дейтонов составляют частицы вне пинча, не захваченные токовой оболочкой при ее схождении к оси плазменной системы. Рассчитанные энергетические спектры дейтонов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

1. В настоящей работе с помощью численного моделирования определяются физические условия ускорения дейтонов, которые соответствуют форме энергетического спектра частиц, диапазону их энергий и направлению их ускорения (от анода к катоду) полученным экспериментально на установках типа "плазменный фокус" с различным запасом энергии. В основе модели лежат известные экспериментальные факты из области изучения Z-пинча и плазменного фокуса, которые дополняются единственным предположением о неполном захвате газа токовой оболочкой при ее схождении к оси плазменной системы.

Сделанное предположение означает, что начальные координаты ускоренных частиц находятся вне пинча.

2. В момент формирования плазменного фокуса (пинча) разрядный ток $J(t)$ и его магнитное поле

$$H_{\varphi} = 2J(t)/cR \quad (1)$$

испытывают быстрое изменение (уменьшение), которое приводит к генерации ускоряющего индукционного электрического поля E_z . Впервые условия генерации мегавольтных полей в Z-пинче и плазменном фокусе, связанные с частичным или полным прерыванием тока, были исследованы в ¹, а затем в ^{2,3}.

Пусть разрядный ток за время его изменения τ уменьшается по линейному закону:

$$J(t) = J_1 - (J_1 - J_2) \frac{t}{\tau}, \quad 0 \leq t \leq \tau \quad (2)$$

тогда ускоряющее электрическое поле с учетом (1) и (2) принимает вид

$$E_z = \frac{2}{c^2} \frac{J_2 - J_1}{\tau} \ln \frac{R}{R_{\text{эфф}}}, \quad 0 < R \leq R_{\text{эфф}} \quad (3)$$

где $R_{\text{эфф}}$ — радиус внешнего токопроводящего корпуса разрядной камеры.

В данной работе во всех расчетах приняты значения: $J_1 = 1$ МА, $J_2 = 0,7$ МА.

Зона ускорения дейтонов ограничена снизу плоскостью анода ($Z=0$), сверху – токовой оболочкой, являющейся динамическим продолжением пинча (рис. 1). На этом же рисунке показаны траектории дейтонов, полученные из решения уравнения движения с полями (1) и (3). Ускоренные дейтоны, взаимодействуя с дейтонами-мишенями плазменного фокуса (пинча) и токовой оболочки, инициируют, в частности, нейтронное излучение. Некоторая часть дейтонов, не испытав столкновений, приходит на детектор.

3. Начальные координаты ускоренных дейтонов образуют узлы координатной сетки, построенной на осях координат R и Z . Последовательность начальных координат дейтонов по радиусу задается как функция номера частицы N :

$$R_0(N) = (2,5 - 0,002N) \text{ см}$$

$$N = 1, 2, 3, \dots, 1200.$$

Для учета цилиндрической геометрии системы каждая N -ая частица умножается на свой весовой множитель $R_0(N)$.

Для сопоставления с наблюдаемым спектром, из начальных координат по оси Z в расчет принимаем только ту часть, дейтоны которой идут на детектор. При этом отбрасываем те частицы, направление движения которых на высоте $Z=h$ отличается от вертикали на угол превышающий $\Delta\varphi = 1^\circ$.

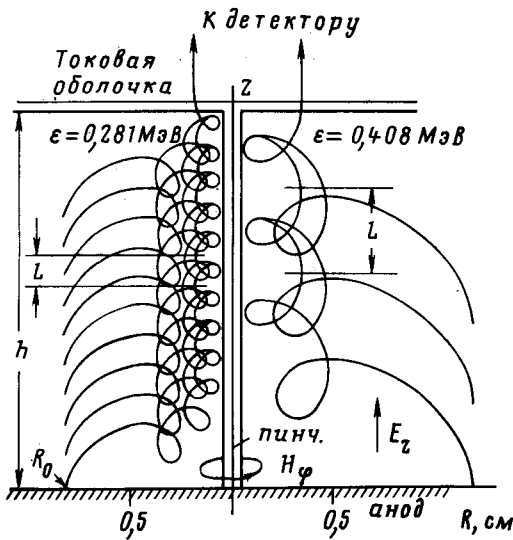


Рис. 1

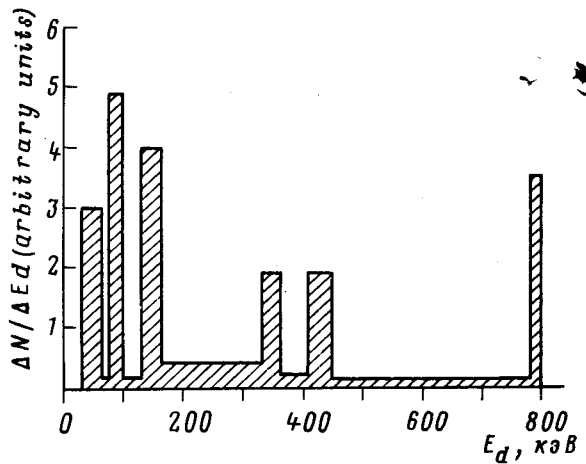


Рис. 2

Рис. 1. Схема пинча и траектории двух энергетических групп дейтонов (интенсивность моноэнергетической линии в спектре пропорциональна числу входов на траекторию, ведущую к детектору)

Рис. 2. Экспериментальный спектр дейтонов (установка $W = 100$ кДж, $U_0 = 40$ кВ)

На рис. 1 показаны две группы дейтонов с конечной энергией $\epsilon = 0,281$ МэВ и $\epsilon = 0,408$ МэВ, идущие на детектор. Как видно из рисунка, в зоне ускорения ($0 \leq Z \leq h$) плотность начальных координат Z_0 и, соответственно, плотность траекторий тем больше, чем меньше конечная энергия дейтонов и размер L витка траектории. При такой зависимости плотности начальных координат от энергии или размера L следует ожидать рост интенсивности моноэнергетической линии с уменьшением энергии ϵ .

На рис. 2 приведен экспериментальный спектр дейтонов, взятый нами из ⁴. Особенностью указанного спектра является наличие на его границе одиночного изолированного пика большой амплитуды. В низкоэнергичной части спектра наблюдаются несколько групп близко расположенных пиков, частота следования и амплитуда которых увеличивается с уменьшением энергии ϵ до некоторого предела.

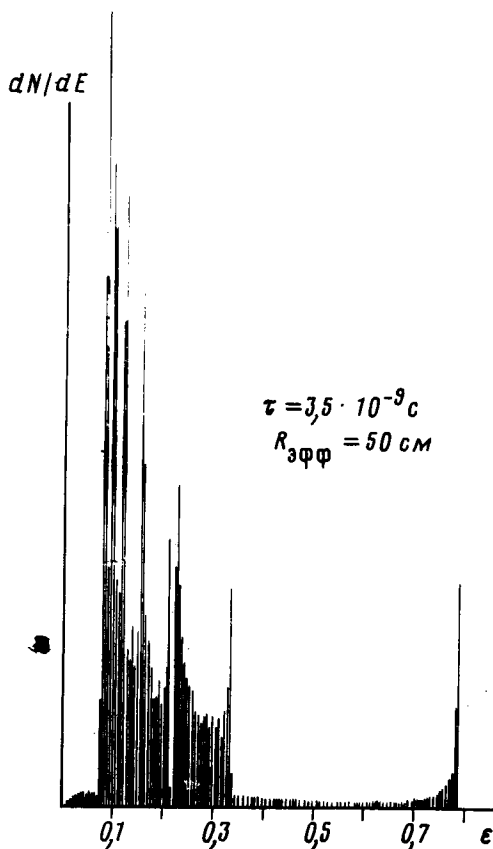


Рис. 3. Модельный спектр

Аналогичный по виду и описанию спектр приведен в ⁵. Наблюдаются спектры с меньшим числом характерных деталей, например, отсутствует граничный пик ^{6,7}.

Спектр (рис. 3) является модельным аналогом спектра приведенного на рис. 2. Спектр хорошо воспроизводит граничный изолированный пик, сгущение и рост амплитуды пиков в низкоэнергичной части спектра.

В рамках модели переход от спектра (рис. 3) к спектру без граничного пика достигается варьированием параметров τ и $R_{эфф}$.

Расчеты показывают, что линия взаимодействия ускоренных дейтонов с дейтонами-мишенями в общем случае не совпадает с направлением поля E_z . Этот общий случай характеризует ускорительный режим плазменного фокуса с почти изотропным излучением нейтронов. С уменьшением высоты токовой оболочки (при изменении некоторых условий эксперимента), траектории дейтонов становятся менее искривленными магнитным полем H_φ и более соответствуют движению в направлении оси Z . В этом случае реализуется классический ускорительный механизм генерации нейтронов, открытый в Z -пинчах, с выделенным направлением ускоренных дейтонов, приводящий к анизотропии нейтронного излучения.

Литература

1. Трубников Б.А. Сб. "Физика плазмы и проблема УТР", 1958, т. IV, стр. 87.
2. Трубников Б.А., Жданов С.К. ЖЭТФ, 1976, 71, 92.
3. Жданов С.К., Трубников Б.А. Физика плазмы, 1978, 4, 1167.
4. 11-th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., D-38, Aachen, 1983.
5. 10-th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., Vol 1, D4, Moscow, 1981.
6. Филиппов Н.В., Филиппова Т.И. Физика плазмы, 1983, 9, 733.
7. Belyaeva I.F. Nucl. Fusion, 1980, 20, 1037.