

О МЕХАНИЗМЕ РОЖДЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ПЕРЕТЯЖКАХ ПЛАЗМЕННЫХ ПИНЧЕЙ

Б.А.Трубников

Показано, что в перетяжках плазменных пинчей возникают индукционные электрические поля, обусловленные перераспределением тока по сечению разряда. Рассчитан спектр дейтронов $dN/dv \sim \exp(-v/v_*)$ и выход нейтронов $V = 2 \cdot 10^{12} \cdot I_{\text{МА}}^{3/4} \exp(-3,33/\sqrt{I_{\text{МА}}})$, хорошо согласующиеся с экспериментом.

1. Обнаруженное в 1952 г. в СССР и США излучение нейтронов при разрядах в дейтерии обусловлено ядерными реакциями $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$. Однако вопрос о том, возникают ли быстрые дейтроны в результате нагрева плазмы ("термоядерный" механизм) или при ускорении в электрических полях ("ускорительный" механизм) не выяснен до конца. В работе автора ¹ был предложен индукционный механизм возникновения электрических полей, обусловленных уменьшением тока в основном канале разряда при развитии на нем неустойчивостей типа перетяжек ("мода $m = 0$ "), впервые рассмотренных автором в 1952 г. в работе ². Механизм ¹ состоит в том, что если на линии x', y' в момент времени t' исчезает ток $\delta I' = j' dx' dy'$, то в окружающем пространстве возникает цилиндрическая волна с полем

$$\delta E_z(x, y, t; x', y', t') = 2\delta I' / c \sqrt{c^2 \tau^2 - R^2}; \quad \tau = t - t'; \quad \mathbf{R} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'_1, \quad (1)$$

если снаружи плазма отсутствует ("вакуумная модель"). В ¹ были рассмотрены различные варианты начального распределения тока j' : δ -образный ток на оси (этот вариант рассмотрен также в ³), однородное распределение по сечению пинча πa^2 , гауссово распределение и случай с током, сосредоточенным в бесконечно тонкой скинковой оболочке пинча. Все эти варианты получаются из функции Грина (1). Применительно к плоскому пинчу этот механизм известен как "механизм Буланова – Сыроватского" и рассмотрен в ⁴ для модели бесконечно тонкого плоского тока i_z^0 , в котором в момент $t = 0$ возникает расширяющаяся зона $|x'| = vt'$ исчезающих токов. Тогда в точке x, y, t имеем поле, которое с учетом функции Грина (1) равно (см. ⁴)

$$E = \int \delta E = \int \frac{2i^0 dx'}{c \sqrt{c^2 \tau^2 - R^2}} = \frac{B_0}{2\pi} \beta \gamma \ln \frac{G_+ + 1}{G_+ - 1} \frac{G_- + 1}{G_- - 1}, \quad (2)$$

где $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, $G_{\pm} = \gamma(ct \pm \beta x) / \sqrt{c^2 t^2 - x^2 - y^2}$. Предполагается, что этот механизм ускоряет частицы при так называемых "гигантских вспышках" на Солнце. Однако "вакуумные модели" (1) и (2) нуждаются в усовершенствовании путем учета периферийной плазмы, что было сделано в работах ^{5, 6}, выполненных нами совместно со Ждановым

вым. Ниже показано, что более детальный расчет на основе качественной картины работ ^{1, 5, 6} позволяет получить формулы, которые и в количественном отношении хорошо согласуются с опытными данными для цилиндрических пинчей, в частности для выхода нейтронов.

2. Будем считать полный ток I_0 в пинче постоянным, но состоящим из двух частей $I_0 = I_1 + I_2$, где $I_1(t)$ – убывающий ток в основном пинче, а $I_2(t)$ – возрастающий ток по замагниченной периферийной плазме вне основного пинча. Приближенно можно считать, что ток $I_1(t)$ создает вне пинча поля $B = 2 \cdot I_1 / cr$ и $E = \dot{I}_1(t) c^{-2} \ln(r/R)^2$, где R – характерная длина. Если ток $I_1(t)$ убывает столь быстро, что ионы (дейтроны) не успевают закручиваться магнитным полем B , то они должны толчком приобретать импульс

$$Mv = e \int_0^t E dt = Mv_* \ln(R/r)^2, \quad (3)$$

где $v_* = eI_0 / Mc^2$ – характерная скорость. Отсюда имеем зависимость $r^2 = R^2 \exp(-v/v_*)$, и если считать плотность периферийной плазмы постоянной $n_1 = \text{const}$ вне пинча на длине перетяжки $\delta_z = L$, то число ускоренных ионов было бы равно

$$dN = n_1 L 2\pi r dr = (N_* / v_*) \exp(-v/v_*) dv. \quad (4)$$

где $N_* = n_1 L \pi R^2$. Однако, можно показать (см. ⁶), что в условиях $\omega \gg \omega_{Bi}$ (“незамагниченные ионы”) периферийная плазма экранирует быстропеременное поле $E \sim \dot{I}_1(t)$ примерно на “электронной” длине $R = \sqrt{I_0 / 2\pi n_1 c e}$. Это приводит к тому, что вместо формулы (4) более правильно описывать спектр формулой

$$dN/dv = F(v, t=0) = (N_* / v) \exp(-v/v_*). \quad (5)$$

Кроме того следует учесть, что после толчка дейтроны закручиваются магнитным полем и в последующем внедряются в “мишенную” плазму с плотностью n_0 – в утолщения между перетяжками и в “остаточный” центральный пинч. Здесь они из-за кулоновских столкновений в первую очередь с электронами теряют энергию и скорость по экспоненте (см. ⁷)

$$\epsilon = \epsilon_0 \exp(-t/\tau_0); \quad v = v_0 \exp(-t/2\tau_0); \quad \tau_0 = 54,5 T_{КЭВ}^{3/2} (10^{-20} \cdot n_0 \text{ см}^{-3})^{-1}. \quad (6)$$

Поэтому спектр (5) эволюционирует во времени по закону

$$F(v, t) = (N_* / v) \exp[-(v/v_*) \exp(t/2\tau_0)], \quad (7)$$

причем величину $\tau_0 \sim T_0^{3/2} / n_0$ можно считать сохраняющейся даже при адиабатическом разлете “мишенной” плазмы.

3. Спектр (7) позволяет найти скорость рождения нейтронов

$$\dot{Y} = \int n_0 \sigma v F(v, t) dv; \quad \sigma = c_1 v^{-2} \exp(-c_2/v), \quad (8)$$

где σ – сечение ядерной реакции $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$, а $c_{1,2}$ – известные “параметры Гамова”. Предполагая $n_0 = \text{const}$ после интегрирования по v и t найдем полный выход нейтронов

$$Y = \alpha x_0^{-2} K_0(x_0) \approx \tilde{\alpha} I_{\text{МА}}^{5/4} e^{-x_0}; \quad x_0 = 3,33 / \sqrt{I_{\text{МА}}}, \quad (9)$$

где $I_{\text{МА}}$ – ток в мегаамперах и $\tilde{\alpha} = 10^{11} \cdot L_{\text{см}} \cdot T_{\text{КЭВ}}^{3/2}$. Любопытно отметить, что в нашей модели величина Y не зависит ни от плотности n_1 периферийной плазмы, ни от плотности n_0 “мишенной” плазмы, и фактически зависит лишь от тока в момент “особенности”. Если приближенно положить $\tilde{\alpha} = 2 \cdot 10^{12}$ (нейтронов), то для зависимости $Y(I)$ получим таблицу

$I_{\text{МА}}$	1/8	1/4	1/2	1	2
Y	$1,2 \cdot 10^7$	$4,5 \cdot 10^8$	$7,6 \cdot 10^9$	$7,2 \cdot 10^{10}$	$4,5 \cdot 10^{11}$

которая хорошо согласуется с наблюдениями для всех установок плазменного фокуса, оптимизированных по выходу нейтронов.

Спектр (7) также оказывается удовлетворительным. Если учесть, что вследствие торможения (6) для пролета некоторой длины l иону требуется определенное время t , определяемое формулой $\exp(t/2\tau_0) = (1 - l/2v_0\tau_0)^{-1}$, то для ионов, вылетевших из камеры, спектр (7) можно переписать в виде распределения по энергиям $\epsilon = Mv^2/2$

$$\frac{dN}{d\epsilon} \doteq \frac{N}{\epsilon} \exp \left[- \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_*}} \left(1 - \sqrt{\frac{\epsilon_{min}}{\epsilon}} \right)^{-1} \right] \quad (10)$$

которое также достаточно хорошо согласуется с наблюдаемыми спектрами ускоренных ионов вне камеры.

По нашему мнению, близость предлагаемой картины с общепризнанным "механизмом Буланова – Сыроватского" и согласие формул (9) и (10) с опытными данными свидетельствует об "ускорительной", а не "термоядерной" природе нейтронов в опытах с пинчами.

Литература

1. Грубников Б.А. Сб. "Физика плазмы и проблема УТР", 1958, 4, 87.
2. Грубников Б.А. Сб. "Физика плазмы и проблема УТР", 1958, 1, 289.
3. Fukai J., Clothianx E.J. Phys. Rev. Lett., 1975, 34, 863.
4. Буланов С.В., Сыроватский С.И. Сб. "Нейтральные токовые слои в плазме, Труды ФИАН, 1974, М.: Наука, 74, 88.
5. Грубников Б.А., Жданов С.К. ЖЭТФ, 1976, 70, 92.
6. Жданов С.К., Грубников Б.А. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 61.
7. Грубников Б.А. Сб. "Вопросы теории плазмы", 1963, 1, 174.