

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ СРЫВА ТÓКОВОЙ ОБОЛОЧКИ В НЕЦИЛИНДРИЧЕСКОМ Z-ПИНЧЕ

С. В. Базденков, К. Г. Гуреев, Н. В. Филиппов,
Т. Н. Филиппова

В ряде экспериментов по исследованию явления "плазменный фокус" в установке "МГ" [1] было обнаружено, что при работе на смеси дейтерия с тяжелым газом (например, $0,3 \div 1\% \text{Xe}$) имеет место разрушение ("срыв") тóковой оболочки в прианодной области в процессе ее движения к оси камеры. Срыв тóковой оболочки происходит на относительно больших ($8 \div 15 \text{ см}$) расстояниях от оси, соизмеримых с диаметром анода. Давление дейтерия в этих экспериментах $0,3 \div 1 \text{ тор}$, разрядный ток в момент срыва $\sim 1 \text{ ма}$, напряжение на конденсаторной батарее $16 \div 18 \text{ кв}$.

На рисунке приведены щелевые развертки свечения разрядов в чистом дейтерии (а) и с примесью Xe (б), полученные через щель, перпендикулярную оси камеры. Хорошо заметен момент срыва тóкового фронта, соответствующий резкому нарастанию радиальной скорости (до $\sim 10^8 \text{ см/сек}$) в случае (б). С этого времени перестает работать механизм "snow-plough" и ток сжимается к оси без характерного для случая (а) увеличения плотности плазмы в зоне фокуса. При этом создаются условия для образования мощного электронного лучка, на генерацию которого расходуется энергия магнитного поля, запасенная в камере. Такие разряды (без плотного пинча, регистрируемого камерой-обскурой в свете мягкого рентгеновского излучения) обычно сопровождаются откольным разрушением центральной части анода и интенсивным рентгеновским излучением [1].

Замечено, что явление срыва зависит от теплофизических свойств материала анода и легче наблюдается при использовании дюралюминия вместо меди. В данной статье для объяснения разрушения тóковой оболочки привлекается эффект ухудшения проводимости в прианодной области, вызванный появлением в месте контакта плазмы с электродом плотных нейтральных паров материала анода.

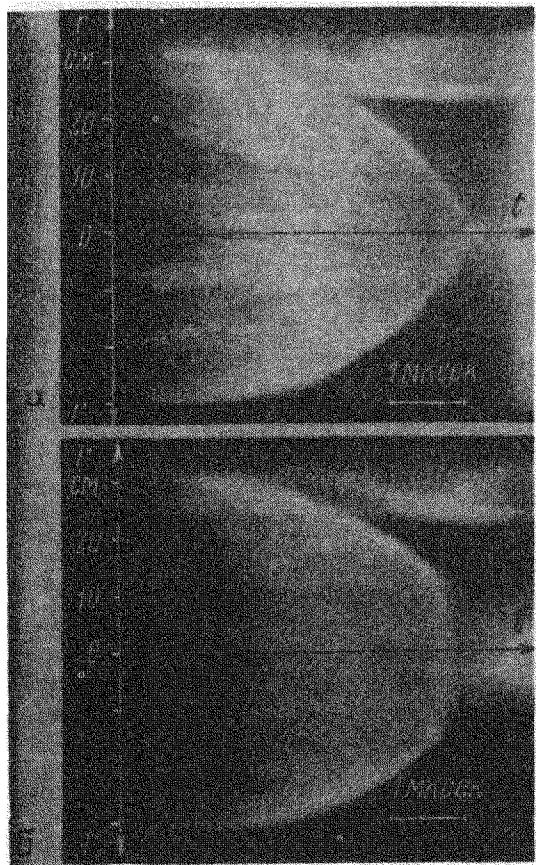
Поток тепла, поступающий на поверхность анода вследствие электронной теплопроводности плазмы

$$P \approx \frac{n T_e^{3/2}}{3\sqrt{2}m},$$

где n – плотность электронов плазмы, T_e – их температура и m – масса электрона. (Влияние ионной теплопроводности и излучения на нагрев поверхности анода лишь усиливает эффект). При $T_e \sim 100 \text{ эв}$ и $n \sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ $P \approx 4 \cdot 10^7 \text{ вт/см}^2$. Для таких потоков тепла температура поверхности все еще зависит от теплопроводности материала анода и растет со временем по закону

$$T_{\text{ан}} (\text{K}^\circ) \approx \frac{P\sqrt{t}}{\sqrt{\lambda C}},$$

где τ — характерное время, λ — коэффициент теплопроводности материала анода, C — теплоемкость. Время нагрева T_K — температуры кипения материала анода $\tau_1 = \frac{18mT_K^2\lambda C}{n^2 T_e^3}$ (К°). Испарение поверхности, а вместе с ним и разрушение токовой оболочки толщиной Δ возмож-



Щелевые развертки свечения разряда, снятые через горизонтальную щель на расстоянии 1,5 см над поверхностью анода: а — для разряда в чистом дейтерии, б — для разряда в смеси дейтерия с ксеноном

но, если $\tau < \Delta/v_r$, где v_r — ее радиальная скорость. Из большого количества экспериментов следует, что при разрядах в смеси с Хе Δ меняется незначительно а радиальная скорость оболочки перед моментом срыва оказывается заметно меньше, чем на том же радиусе в разрядах на чистом дейтерии. В этом случае условие $\tau_1 < \Delta/v_r$ выполняется раньше. Влияние материала анода сказывается в том, что $\tau_1 \propto T_K^2/\lambda C$.

Плотность возникающих у поверхности анода нейтральных паров $n_{\text{пар}} \approx \frac{n T_e^{3/2}}{3\sqrt{2} m q v_T}$, где v_T – тепловая скорость испаренных атомов материала анода, а q – работа выхода. Согласно [2] частоту столкновений электронов плазмы с атомами пара ($\nu_{\text{пар}}$) можно считать независимой от скорости электронов. Тогда для $T_e \sim 100$ эв проводимость плазмы

$$\sigma \approx \frac{ne^2}{m \nu_{\text{пар}}} \sim 10^{15} \left(\frac{n}{n_{\text{пар}}} \right).$$

За пролетные времена пары успевают подняться над анодом на расстояния, гораздо большие длины свободного пробега токовых электронов, поэтому можно говорить о "диффузии" магнитного поля через зону паров, т. е. в основании токовой оболочки. Оценка времени диффузии $\tau_{\text{диф}}$ дает величину порядка 10^{-7} сек, что сравнимо с Δ/v_e . С этого момента начинается разрушение токовой оболочки, т. е. срыв, так как условие сохранения разрядного тока вызывает перераспределение плотности тока с концентрацией последнего во фронте оболочки, происходящей без соответствующего перераспределения плотности частиц. В результате одновременно возрастает токовая скорость электронов во фронте, увеличивается пондермоторная сила и уменьшается масса прианодной части (слоя) ускоряемой токовой оболочки. Развитие этого явления вверх по токовому слою вызывает изменение формы всей сходящейся к оси плазменной оболочки и служит причиной резкого увеличения радиальной скорости ее участка высотой в несколько см.

Выше отмечалось, что в таких режимах работы установки в противоположность случаю (а) на оси камеры не наблюдается плотного плазменного фокуса, регистрируемого с помощью камер-обскур. Наблюдаемая же нейтронная эмиссия, по-видимому, может быть объяснена в соответствии с [3] значительной, превышающей 10^8 см/сек радиальной скоростью сходящихся к оси дейтонов токового слоя.

Институт атомной энергии
им. И.В. Курчатова

Поступила в редакцию
11 июня 1973 г.

Литература

- [1] В.И. Агафонов, Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Research IAEA, 2, 1969.
- [2] И.Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., изд. Мир, 1967.
- [3] J.H.Lee. et al. Phys. Fluids. 14, 2217, 1971.