

К ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННЫХ РАЗМЫКАТЕЛЕЙ

П.В.Сасоров

*Институт теоретической и экспериментальной физики
117259, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 11 ноября 1992 г.

Предлагается механизм работы плазменных размыкателей в сильноточных, высоковольтных индукционных накопителях. Он основан на взрывном выбросе плазмы прерывателя на "холодные" электроды в условиях, когда ее сопротивление (аномальное) растет с уменьшением концентрации. При этом эксплуатируется относительно новый механизм аномального сопротивления горячей плазмы.

Размыкатель – необходимая деталь любого индукционного накопителя электромагнитной энергии. Скорость его открытия определяет возникающее напряжение и мощность выделяемую на нагрузке. В сильноточных (100 кА–10 МА), высоковольтных (100 кВ–10 МВ) накопителях в качестве размыкателя часто используют ^{1–4} плазменную перемычку: плазменный прерыватель тока (POS – plasma opening switch). Индукционные накопители, рассматриваемого типа, представляют из себя, как правило, отрезок коаксиальной линии, а плазменная перемычка, POS имеет вид шайбы, замыкающей внешний и внутренний электроды¹⁾. Суть работы POS состоит в том, что плазменная перемычка проводит ток в течение ~ 100 нс – 1 мкс, что позволяет накопить энергию, после чего сопротивление POS самопроизвольно резко возрастает и становится больше импеданса нагрузки за время ~ 10 – 100 нс. Целью настоящей статьи является выяснение физической причины таких свойств плазмы POS.

Несмотря на часто успешное практическое использование POS, нет сколько-нибудь общепринятых представлений о механизме их работы, что явно препятствует их целенаправленному использованию, хотя экспериментально найденные закономерности ⁴ частично компенсируют этот недостаток. Такому положению дел способствовали две причины. Первая – отсутствие до появления работы ⁵ надежной экспериментальной информации о динамике плазмы в POS, что открывало широкий простор для различных, иногда интересных гипотез. Вторая причина состоит в том, что до самого последнего момента отсутствовала адекватная теория электросопротивления плазмы в рассматриваемых условиях. Заметим попутно, что сопротивление POS – это именно то, что и определяет его работу.

Для POS являются типичными следующие условия:

$$\omega_{pi0}a/c \sim 1; \quad eHa > m_ec^2. \quad (1)$$

Здесь ω_{pi0} – ионная плазменная частота, соответствующая начальной концентрации электронов, n_0 , а H – напряженность магнитного поля в индукционном накопителе вблизи POS. После появления работы ⁶ стало ясно, что плазма в отмеченных условиях при плавном распределении тока по POS обладает

¹⁾ В дальнейшем для простоты будем считать, что толщина перемычки (то есть размер плазмы вдоль направления электрического поля – E) – a , примерно равна длине перемычки (то есть размеру плазмы вдоль $E \times H$), в то время как размер плазмы вдоль H – магнитного поля – произведен.

аномальным сопротивлением, соответствующим эффективной частоте электрон-ионных столкновений, ν_{eff} порядка гирочастоты холодных электронов в самосогласованном магнитном поле, то есть $\nu_{eff} \approx \omega_{He} = eH/m_e c$. По определению $\nu_{eff} = \eta_{eff} e^2 n / m_e$, где η_{eff} – эффективное удельное сопротивление плазмы, n – концентрация электронов, m_e – их масса. Второе из условий (1) можно переписать как $I > 17(2\pi r/a)$ кА, где $r > \sim a$ – радиус внутреннего коаксиала, а I – полный ток в накопителе. Такое сопротивление возникает из-за совместного возбуждения длинноволновых дрейфовых геликонов и флюктуаций ионной плотности⁶. Такое же по величине сопротивление возникает и в других родственных механизмах^{7 2) 8}, что делает нашу оценку ν_{eff} весьма надежной.

Особо подчеркнем, что в условиях (1), типичных для POS, широко известные механизмы аномального сопротивления, связанные с возбуждением ионно-звуковой турбулентности или турбулентности нижнегибридных дрейфовых волн, вносят существенно меньший вклад в ν_{eff} , и их одних было бы недостаточно для заметного влияния аномального нагрева плазмы на ее динамику при плавном распределении тока по POS. Заметим, что некоторыми исследователями^{5,9}, занимавшимися интерпретацией экспериментальных данных, отмечалась желательность введения аномального сопротивления с ν_{eff} , сопоставимой с ω_{He} .

Другим достижением последнего времени явилось экспериментальное подтверждение⁵ основной гипотезы¹⁰ о механизме работы POS, связывающей рост сопротивления POS с уменьшением концентрации плазмы. Кроме того, выяснилось, что плотность плазмы уменьшается всюду в объеме плазмы за исключением приэлектродных областей, где она скорее растет, чем падает. Авторы⁵ связывают уменьшение плотности плазмы с ее макроскопическим движением.

Перейдем наконец к предлагаемому механизму работы POS.

Плазма POS непосредственно контактирует с "холодными" электродами. При этом не предпринимается никаких усилий для создания устойчивой равновесной конфигурации плазмы и ее теплоизоляции. В такой ситуации плазма должна выбрасываться на стенки и "гибнуть" там за характерное время, $\tau_d \approx a/c_s$, где c_s – скорость звука в плазме, и терять тепло за характерное время $\tau_t \approx a/u$, где u – средняя токовая скорость электронов. Соответственно для средней концентрации плазмы и ее средней электронной температуры мы можем написать следующие модельные уравнения:

$$\frac{d}{dt}n = -n/\tau_d; \quad \eta_{eff} j^2 \approx nT_e/\tau_t. \quad (2)$$

Второе из написанных уравнений предполагает приближенное равенство темпа джоулева нагрева электронов и темпа их охлаждения на холодных стенках, так что за гидродинамическое время через POS "прокачивается" существенно большая энергия, чем внутренняя энергия плазмы. Предполагая, что импедансы индукционного накопителя (Z_s), нагрузки (Z_L) и различного рода утечек (Z_t), много больше сопротивления POS, так, что ток, протекающий через накопитель постоянен на этапе роста сопротивления POS, получаем после решения системы (2)

²⁾Здесь уместно подчеркнуть, что именно в работе⁷ впервые были очерчены основные физические процессы (кроме, пожалуй, гибели плазмы на электродах), определяющие, на наш взгляд, работу POS.

$$n(t) = n_0(\Delta t/t_c)^2; \quad U(t) = U_{ho}(t_c/\Delta t)^2; \quad (3)$$

$$R_m = (\omega_{pi0}a/c)(\Delta t/t_c); \quad nT_e \simeq H^2/8\pi, \quad (4)$$

где $\Delta t = t_c - t$, $t_c \simeq a/c_{A0}$ – длительность стадии хорошей проводимости POS, $U(t)$ – напряжение на POS, $U_{ho} = H^2/4\pi n_0 e$ – начальное так называемое холловское напряжение, $c_{A0} = H/\sqrt{4\pi n_0 m_i}$ – начальная альвеновская скорость, R_m – эффективное магнитное число Рейнольдса. Видно, что плазма взрывным образом выбрасывается на стенки и ее плотность обращается в ноль (в этой модели) за конечное время, а напряжение в ∞ . При этом длительность стадии проводимости POS определяется гидродинамическим временем. Из-за того, что $v_{eff} \sim \omega_{He}$, плазма, благодаря эффекту Холла, выбрасывается преимущественно в сторону катода. Приведенные формулы не зависят от соотношения между T_e и $m_e c^2$, лишь бы $u \ll c$, где u – средняя токовая скорость. Предельное сопротивление POS в этой модели при $u \sim c$ было бы $\sim a/2\pi r_c = 30(a/2\pi r)$ Ом. При этом плазма является квазинейтральной во всей рассматриваемой нами области параметров.

При учете конечности всех импедансов (Z_s , Z_L и Z_l), при согласовании времени разгона тока в накопителе с длительностью стадии проводимости POS, (t_c) и при естественном (для достижения максимального напряжения) условии $Z_s <$ или $\sim Z_L < Z_l \leq 30(a/2\pi r)$ Ом рост напряжения на POS ограничен, и максимальное напряжение, U_m соответствует оценке:

$$U_m U_{ho} \simeq U_0^2, \quad t_m \simeq t_c(U_0/U_m), \quad (5)$$

где U_0 – ЭДС источника, питающего накопитель, а t_m – длительность импульса напряжения. Равенство (5) накладывает условия на параметры: n , a и H – которым в совокупности с условием согласования по t_c они должны удовлетворять для достижения напряжения U_m .

Если $\omega_{pi0}a > c$, то взрыву перемычки будет предшествовать волна отрыва плазмы от анода ¹¹, в которой при $eU_{ho} > (m_e/m_i)m_e c^2 \sim 100 - 200$ эВ сопротивление будет определяться дрейфово-геликонным механизмом ⁶.

Предложенный механизм работы POS удовлетворяет основным экспериментальным закономерностям ⁴ и по известным параметрам накопителя и POS позволяет вычислить согласующиеся с измерениями длительность стадии проводимости, напряжение на POS в это время, максимальное напряжение и его длительность. (На этом сопоставлении мы не будем сейчас останавливаться). Этот механизм является довольно простым и в некотором смысле очень "грубым" по сравнению с другими известными механизмами (некоторые из них описаны, например, в работах ^{7,10-13}), опирающимися на весьма тонкие и трудно проверяемые свойства приэлектродной плазмы.

Автор благодарен Янькову В.В. за длительные дискуссии по предмету этой статьи.

1. C.W.Mendel (Jr) and S.A.Goldstein, J. Appl. Phys. **48**, 1004 (1977).
2. R.A.Meger, R.J.Comisso, G.Cooperstein, et al., Appl. Phys. Lett. **42**, 943 (1983).
3. Б.М.Ковалчук, Г.А.Месяц, ДАН СССР, **284**, 857 (1985); 8-th Int. Conf. on High-Power Particle Beams (Novosibirsk, 1990) World Sci., **1**, 92 (1990).
4. Г.И.Долгачев, Л.П.Закатов, А.Г.Ушаков, Физика плазмы **17**, 1171 (1991).
5. D.Hinshelwood, B.Weber, J.M.Grossmann, and R.G.Comisso, Phys. Rev. Lett., **68**, 3567 (1992).

6. П.В.Сасоров, Физика плазмы **18**, 275 (1992); Новости т/я исследований 1992, N2.
7. К.В.Чукбар, В.В.Яньков, ЖТФ **58**, 2130 (1988).
8. Н.А.Боброва, П.В.Сасоров, Физика плазмы **18**, 403 (1990).
9. J.M.Grossmann, R.M.Kulsrud, J.M.Neri, and P.E.Ottinger, J. Appl. Phys. **64**, 6646 (1988).
10. P.F.Ottinger, S.A.Goldstein, and R.A.Meger, J. Appl. Phys. **56**, 774 (1984).
11. П.В.Сасоров, Физика плазмы **18**, 403 (1990).
12. Ф.С.Кингsep, А.А.Севастьянов, Физика плазмы **17**, 1183 (1991).
13. А.В.Гордеев, А.В.Гречиха, Я.Л.Калда, Физика плазмы **18**, 95, (1990).