

ХОЛЛ-ЭФФЕКТ В ПЛАЗМОЭРОЗИОННОМ РАЗМЫКАТЕЛЕ

Г.В. Иваненков, Е.Г. Крастелев

Рассмотрена динамика процессов в плазмоэрозионном размыкателе, связанная с формированием и развитием холловских слоев дрейфа электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях. Предлагаемая модель качественно согласуется с результатами экспериментов.

Несмотря на обширный материал исследований плазмоэрозионных размыкателей (ПР) [1], механизм их действия остается неясным. Экспериментальные данные обычно интерпретируются на основе модели [2], которая предполагает последовательное прохождение четырех состояний: проводимости, эрозии, усиленной эрозии и магнитной самоизоляции электронного потока переключаемым на нагрузку током. Ряд имеющих фактов не объясняется этой моделью [1, 3]. В первую очередь, это возможность переключения за максимумом тока и размыкание при работе на высокоомную нагрузку, заведомо не обеспечивающую условия магнитной изоляции. Это, а также слабая зависимость скорости изменения сопротивления ПР от нагрузки, указывают на существование иного механизма.

Ниже приводится модель, объясняющая действие ПР исходя из его внутренних свойств. Ее основные положения иллюстрируются количественными оценками применительно к конкретным условиям экспериментов [3]. В них использовался стенд с конденсаторной батареей 0,5 – 1 мкФ, заряжаемой до 15 – 20 кВ. С достижением критического значения возбуждаемого в ПР тока наблюдалось переключение. Амплитуда напряжения достигала 30 – 40 кВ при сжатии длительности импульса почти на порядок. Идеализированная эквивалентная схема с указанием принятых для оценок параметров цепи показана на рис. 1.

Модель предполагает последовательность процессов (рис. 1): формирование двойного слоя (ДС), эрозия плазмы, образование и эволюция холловских слоев, переключение тока в нагрузку.

Начало протекания тока через ПР сопряжено с образованием плотной катодной плазмы [3]. До ее появления вблизи катода уже при напряжении $m_e v_p^2 / 2e = 0,3$ В формируется слой ионного пространственного заряда. Его возникновение можно связать с малостью влияния редкой инжектированной плазмы на работу

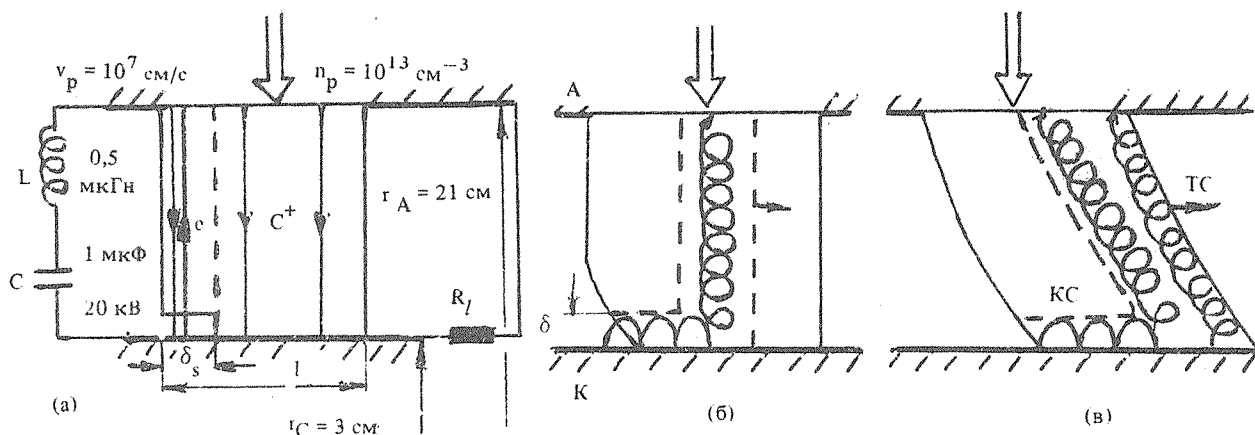


Рис. 1. Эквивалентная схема экспериментального стенда и предполагаемая последовательность процессов в ПР: а – формирование двойного слоя, б – стадия эрозии плазмы и развития холловских слоев, в – переход к быстрому росту сопротивления ПР и переключению тока в нагрузку.

выхода электронов из металла. Рост напряжения V способен вызвать взрывную эмиссию электронов, с началом которой исходный ионный слой превращается в ДС. Формирование ДС тесно связано со скинированием тока и проникновением поля в столб плазмы со стороны генератора. В предположении бесстолкновительной плазмы глубина проникновения $\delta_s = c/\omega_{pe}$ для условий экспериментов /3/ ($\delta_s = 2$ мм). При этом плотность ионного тока $j_i = en_p v_p$ постоянна в любом сечении столба, а электронный ток плотности j_e локализован в скин-слое и квазистационарно растет до насыщения $j_s = en_p v_p / \mu$ ($\mu = \sqrt{m_e/m_i}$). В этом процессе напряжение достигает величины $\cong m_i v_p^2 / 2e (\cong 0,6$ кВ). Соответствующая модель рассмотрена в работе /4/. При выполнении условия квазистационарности $l < c/\omega_{pi}$ ($= 30$ см) электроны в токе насыщения $I_s = 2\pi r_C (l + c/\omega_{pi}) j_s (\cong 8$ кА) доминируют над ионами.

Выше уровня насыщения рост тока возможен за счет эрозии плазмы и развития области эмиссии вдоль катода. Последнее обязано действию магнитного поля тока, заворачивающего электроны в глубь плазмы. Малая, по сравнению с δ_s , толщина ДС $\cong v_p/\omega_{pi}$ ($\cong 0,1$ мм) позволяет применить одномерную модель эрозии плоской границы плазмы /5/. Отсюда следует, что циклотронный радиус электронов r_{ce} за время эрозии порядка $1/\omega_{pi}$ ($\cong 1$ нс) сравнивается с δ_s . Это означает, что в плазме имеет место перераспределение зарядов: смещение быстрых (ускоренных в ДС) электронов в сторону нагрузки, а медленных (инжектированных) — к генераторному концу. Такое разделение зарядов по существу есть эффект Холла.

В ходе развития холл-эффекта формируется область дрейфа быстрых электронов, включающая два слоя: прикатодный слой (КС) и перемещающийся по мере развития вдоль оси радиальный токовый слой (ТС). В первом из них реализуется режим магнитной самоизоляции нейтрализованного ионами электронного потока. Его размер растет с увеличением напряжения. ТС, перемещаясь, подобно пинчу вбирает в себя находящуюся на пути плазму, плотность частиц в нем растет. Такая картина хорошо согласуется с результатами работы /6/, в которой наблюдалось движение вдоль оси ПР области свечения, яркость которого росла по мере приближения к нагрузочному краю столба. Выбрасываемые в ходе эволюции слоев медленные электроны, как и продолжающаяся инжекция плазмы через анодное окно, способствуют образованию шлейфа плазмы позади ТС.

Напряжение поперек слоев может быть найдено из закона Ампера подстановкой в него тока дрейфа электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях:

$$eV = B^2/8\pi n = I^2/2\pi c^2 r_C^2 n, \quad \text{или} \quad r_{ce} = \delta, \quad (1)$$

где n — средняя плотность в КС; δ — размер скин-слоя, содержащего дрейфующие электроны и нейтрализующие их ионы. Размер КС равен δ , а толщина ТС оказывается больше, по-видимому, из-за аномального сопротивления. Кроме того, в ТС поступают как быстрые электроны из КС, так и эмиттированные с катода. Кратковременность (в электротехническом масштабе) эрозии означает близость плотности тока эмиссии к насыщению j_s . Поэтому рост тока достигается движением ТС и сопровождается турбулентным нагревом уплотняющейся в нем плазмы. Выход ТС на границу плазмы со стороны нагрузки исчерпывает возможности такого роста тока. Соответствующий критический ток $I_c = 2\pi r_C l_{ef} j_s$ (l_{ef} — эффективная длина участка эмиссии) и напряжение V_c могут быть найдены из уравнения цепи, содержащей ПР с напряжением (1). Его решение позволяет характеризовать критическое состояние также прошедшим через ПР зарядом Q_c .

Для конкретной схемы экспериментов с питанием от конденсаторной батареи $I_c = \Omega Q_* \sqrt{(p-q)n/2n_p}$, где $Q_* = 2\pi en_p L r_C^2$ ($= 5$ мКл). Параметры $p = 2CU_0/Q_*$ и $q = 2Q_c/Q_*$ связаны соотношением $p-q = 1 - q[\exp(q) - 1]^{-1}$, а $\Omega = c/\sqrt{LC}$ — частота колебаний в режиме короткого замыкания. Для схемы рис. 1 $p=8$, $p-q \cong 1$ и $l_{ef} \cong \mu r_C L \Omega v_p^{-1} \sqrt{n/2n_p} \cong 5$ мм. Измеренный в экспериментах критический ток $I_c = 15$ кА соответствует $n \cong n_p/2$. При этом $V_c \cong 4$ кВ, что согласуется с измеренным. Значение $Q_c \cong 17,5$ мКл близко к исходному заряду батареи $CU_0 = 20$ мКл. В эксперименте на этой стадии наблюдается образование анодной плазмы, положение которой наглядно свидетельствует об искривлении линий тока.

В последующие моменты времени ТС и тянущийся за ним плазменный шлейф выходят за пределы первоначальной области ПР в вакуумный промежуток. Скорость движения ТС в нем можно оценить по модели "снежного плуга". Это дает значение $\cong 200$ см/мкс, неплохо характеризующее темп переключения тока. Выход накопленной в индуктивности энергии ведет к росту напряжения и спаду тока.

Подскок напряжения можно связать с эволюцией холловских слоев. Проследим это на примере КС. Рассмотрение баланса ионов в ходе его роста в сторону шлейфа позволяет найти закон изменения плотности $n_p/n = \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}} \delta/\delta_0$. Отсюда вместе с (1) и уравнением цепи имеем

$$\dot{I} + 2(c^2 U/L - I)I/I + (\Omega^2 + I^2/\tau_*^2 I^2)I = 0. \quad (2)$$

Время $\tau_* = I^{-1} \mu c \sqrt{\pi r_C^3 L m_i n_p} \cong \delta_s / \mu \Omega \sqrt{L r_C} (\cong 100 \text{ нс для параметров рис. 1})$ характеризует спад тока и вывод энергии из индуктора.

С практической точки зрения наибольший интерес представляет случай срабатывания ПР вблизи максимума тока, когда основная часть первоначально запасенной энергии переведена в индуктивный накопитель. Для быстрого спада тока $\Omega \tau_* \ll 1$ и малого остаточного напряжения на конденсаторной батарее $U \ll U_0$ уравнение (2) можно упростить, отбросив малые члены $c^2 U/L$ и Ω^2 . Приняв $I = I_C$ и $\dot{I} = 0$ при $\tau = 0$, получим

$$\frac{\tau}{\tau_*} = \int_1^{I_C/I} dt (\ln t^2)^{-1/2}, \quad V \cong c^{-2} L \dot{I} = (L I^2 / c^2 \tau_* I_C) \sqrt{\ln(I_C/I)^2}. \quad (3)$$

Отсюда видно, что за время, близкое к τ_* , напряжение достигает максимума $L I_C / c^2 \tau_* \sqrt{2e}$ (здесь и далее $e = 2, 71 \dots$ — основание натуральных логарифмов). Оно оказывается близким к измеренным значениям ($\cong 30 \text{ кВ}$). Ток к этому времени падает в $e^{1/4}$ раз. Дальнейший спад тока сопровождается снижением напряжения (3). Импеданс ПР имеет форму пика с более поздним, нежели V , максимумом $L/c^2 \tau_* \sqrt{e}$, достигаемым при уменьшении тока в $e^{1/2}$ раз. Поперечный размер КС и плотность образующих его частиц меняются по закону монотонного рассасывания

$$n/n_p = (\delta_s / \sqrt{\mu L r_C}) / \sqrt{\ln(I_C/I)^2} = (\delta_s / \delta)^2.$$

Рост КС, первоначально "диффузионный" $\delta = \sqrt{2D\tau}$ с эффективным коэффициентом $D = r_C L / 2 \omega_{ce} (I_C) \tau_*^2 = 5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$, постепенно замедляется. Это ведет к вырождению ближней к генератору части КС, где скорость все же существующего поперечного движения ионов сравнивается с δ .

В завершающей фазе протекания тока через нагрузку R_L многое пока неясно. На осциллограммах эта фаза видна по резкому изменению поведения тока и напряжения в момент прихода ТС в область нагрузки. Контакт протяженной плазмы со стенками ведет к сложному распределению тока, лишь часть которого I_L идет в R_L . На спаде I_L индукционные эффекты в плазме способствуют образованию автономного контура тока через R_L . Сравнительно медленная релаксация этого тока объясняет наблюдаемое в экспериментах превышение его над током генератора к концу импульса.

В своем рассмотрении мы ограничились случаем "малых" токов $I < I_* = \mu I_s c / v_p (\cong 160 \text{ кА в данном примере})$, когда масштабы проявления пространственного заряда меньше r_{ce} (или $\omega_{ce} < \omega_{pe}$). В противном случае слой магнитоизолированных электронов составляет только часть КС, а напряжение на ПР, кроме вклада (1), включает также долю ионного слоя пространственного заряда. Такая структура КС, более близкая к предположениям модели [2], должна учитываться в ускорительных экспериментах с токами $\sim 1 \text{ МА}$ и выше, но и здесь сохраняется связь КС с плазменным ТС. Обсуждение структуры ТС можно найти в [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. IEEE Trans. on Plasma Science, 15, № 6 (1987).
2. Ottinger P. F., Goldstein S. A., Meger R. A. J. Appl. Phys., 56, 774 (1984).
3. Крастелев Е. Г., Мозговой А. Г., Соловьев М. Ю. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 7 (1988); Тез. докл. 7-го Всесоюз. симп. по сильноточной электронике, ч. 3, 10, 13. Томск, 1988.
4. Иваненков Г. В. Физика плазмы, 12, 733 (1986).
5. Widner M. M., Poukey J. M. Phys. Fluids, 19, 1838 (1976).
6. Bluhm H. et al. In [1], 654.

Поступила в редакцию 12 июля 1988 г.