

А.А. Феденев, А.В. Козырев, В.Ф. Тарасенко

Анализ процесса перераспределения электрического поля и его влияние на формирование потока убегающих электронов в стадии пробоя сильно перенапряженного промежутка

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 9.12.2003 г.

Проведен теоретический анализ возможности формирования электронного пучка на стадии пробоя газонаполненного диода при атмосферном давлении азота. Получены оценки скорости распространения плазменного канала в межэлектродном промежутке и его проводимости для различных условий. Показано, что искажение электрического поля в межэлектродном промежутке создает условия, достаточные для формирования пучка убегающих электронов. Расчет показал, что наблюдаемые в эксперименте скорости коммутации тока могут быть объяснены только при формировании высокопроводящих плазменных каналов на самых ранних стадиях пробоя. Оценки скорости коммутации, проведенные в рамках плоской модели плазменного фронта, дают скорости распространения фронта плазмы на несколько порядков ниже реально наблюдаемой.

Введение

Явление убегания электронов в газах было предсказано Вильсоном в 1925 г. [1]. Его предположение состояло в том, что электроны ускоряются в разряде молнии на фронте лидера. Убегающими электронами принято называть электроны, которые на длине свободного пробега набирают больше энергии, чем теряют во взаимодействиях (как упругих, так и неупругих) с атомами или молекулами газа [2]. Условия формирования убегающих электронов существенно зависят от давления газа и сорта газа, а также от длины межэлектродного промежутка и его геометрии. Обычно считается, что при некотором критическом отношении E_{cr}/p (E_{cr} – критическая напряженность электрического поля, p – давление газа) заметная часть всех электронов может переходить в режим непрерывного ускорения. В 1972 г. Бабич и Станкевич [3] сформулировали критерий, согласно которому для появления заметного количества убегающих электронов в воздухе при атмосферном давлении необходимы высокие значения $E_{cr}/p \sim 3$ кВ/(см·торр). В [2] приведено близкое значение $E_{cr}/p \sim 4$ кВ/(см·торр), рассчитанное для азота атмосферного давления.

Недавно [4, 5] значение критического параметра E_{cr}/p было рассчитано исходя из нелокального критерия пробоя, при этом отмечалось существенное влияние процесса размножения электронов на величину E_{cr}/p . Учет размножения электронов, при котором вторичные электроны имеют малую энергию, привел к увеличению значения параметра E_{cr}/p . Так, в [4, 5] для гелия атмосферного давления E_{cr}/p зависело от pd (d – межэлектродный

зазор), и при изменении pd от 5 до 200 см·торр E_{cr}/p составило 1,6–5 кВ/(см·торр), тогда как в [2] расчет применительно к установившемуся режиму размножения электронов дал для гелия величину $E_{cr}/p \sim 0,55$ кВ/(см·торр).

Экспериментальные исследования явления убегания электронов проводились преимущественно при низких давлениях различных газов. В этой области были получены довольно большие плотности тока пучка убегающих электронов [6]. Исследование формирования быстрых электронов при повышенных давлениях началось в конце 60-х гг. В воздухе [7] и в гелии [8] при атмосферном давлении было обнаружено рентгеновское излучение, которое формировалось за счет торможения на аноде убегающих электронов. Однако вплоть до 2002 г. амплитуды импульса тока убегающих электронов при атмосферном давлении различных газов были малыми. Так, в обзоре [9], где приведены все основные результаты исследований убегания электронов при повышенных давлениях, указаны максимальные наблюдаемые количества убегающих электронов. Для воздуха при атмосферном давлении эта величина составила примерно 10^9 электронов за импульс, что соответствует при длительности импульса тока 1 нс амплитуде пучка электронов за фольгой в доли ампер.

В 2002–2003 гг. в ИСЭ была выполнена серия экспериментов [10–15] по получению убегающих электронов в воздухе, He и N₂ при атмосферном давлении. В ходе этих экспериментов была зарегистрирована достаточно большая амплитуда тока пучка (в воздухе 20 ÷ 70 А, в гелии 200 А), при этом значение среднего по зазору параметра $E/p = U/d$ со-

ставляло $\sim 0,1$ кВ/(см·торр), что намного меньше критического E_{cr}/p для формирования убегающих электронов. Для объяснения полученных результатов в [10, 12] было высказано предположение, что критическое поле достигается в прианодной области при движении плазменного облака от катода к аноду. Отметим, что в работах [7–15], посвященных формированию электронных пучков в газах при повышенных давлениях, использовались промежутки, образованные плоским анодом и катодом с малым радиусом кривизны. В данной геометрии наибольшее электрическое поле концентрировалось на катоде в области с наибольшей кривизной.

Цель данной работы – промоделировать в азоте при атмосферном давлении и при высоких величинах параметра E/p условия перекрытия промежутка анод–катод плазмой и определить в промежутке область с наибольшим усилением электрического поля, в которой могут формироваться убегающие электроны.

Моделирование усиления электрического поля в одномерной геометрии

Одним из возможных механизмов усиления электрического поля в промежутке до критических значений является усиление поля между анодом и движущейся от катода плазмой.

В рамках этого подхода предполагается следующее. Разряд осуществляется в плоской геометрии. От катода к аноду распространяется плазма с плоским фронтом раздела высокопроводящей и слабопроводящей областей, как показано на рис. 1.

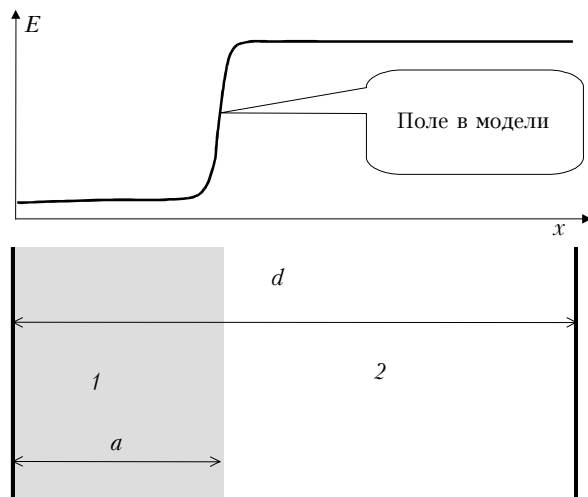


Рис. 1. Распределение напряженности поля в одномерной модели движения плазменного фронта

Разрядный промежуток разделяется на две области, где 1 – область ионизованного газа (плазма) и 2 – область газа с малой степенью ионизации. В модели для упрощения полагается, что проводимости плазмы σ_1 и слабоионизованного газа σ_2 однородны в областях 1 и 2 соответственно. В предположении

непрерывности тока проводимости получим суммарное падение напряжения в промежутке:

$$U_{\Sigma} = U_2(1 + 1/k),$$

где $k = \sigma_1/\sigma_2$. Тогда напряженность поля в области 2:

$$E_2 = U_{\Sigma}/[(1 + 1/k)(d - a)],$$

где $a = a(t)$ – длина области 1 в момент времени t . Из выражения для E_2 и рис. 2 видно, что чем ближе плазма подходит к аноду, тем сильнее будет поле в области 2.

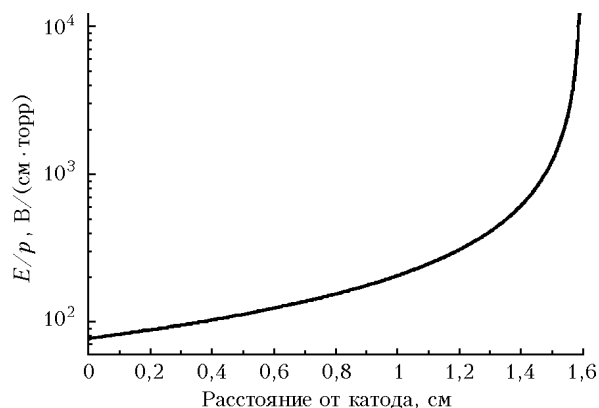


Рис. 2. Зависимость напряженности поля в области 2 для одномерной модели движения плазменного фронта от расстояния, пройденного плазмой, при длине разрядного промежутка 16 мм

Таким образом, начиная с некоторого времени, поле перед распространяющейся плазмой превысит критическое. Это означает выполнение критерия перехода к непрерывному ускорению электронов и их появление в промежутке. Прекращение пучка быстрых электронов в этой модели будет связано с переключением промежутка плазмой и последующим выравниванием напряженности поля по всему промежутку.

Однако в рассматриваемом случае плазма распространяется к аноду со скоростью дрейфа электронов, величина которой при пробивных полях порядка 10^7 см/с. Этого явно не достаточно для того, чтобы плазма могла перемкнуться промежуток за времена порядка 1 нс, которые были получены экспериментально в [13]. Для получения согласования с экспериментом по временам переключения промежутка необходимо, чтобы в начале пробоя хотя бы часть электронов имела сравнительно большую энергию. Так, необходимая скорость $\sim 1,6 \cdot 10^9$ см/с соответствует электронам с кинетической энергией ~ 1 кэВ. В одномерной модели нельзя указать причину появления столь энергичных электронов.

Моделирование усиления электрического поля

в геометрии острие–плоскость

Второй механизм усиления поля до значений $E/p \approx (3-4)$ кВ/(см·торр) был исследован в [16]. Между двумя плоскими электродами от катода к аноду распространяется высокопроводящий канал в виде осесимметричного остря.

Пусть в какой-то момент времени канал имеет длину a , как показано на рис. 3. В рассматриваемой модели также считается, что удельные проводимости плазмы в столбе и внутри канала не зависят от координаты. Весь промежуток делится на три части: 1 – область промежутка, в которой канал уже распространился, и газ в ней обладает высокой проводимостью σ_1 ; 2 – область усиленного поля вблизи головки канала, ее линейные размеры имеют порядок радиуса кривизны вершины канала; 3 – оставшаяся область до анода. Газ в этой области ионизован слабо, поэтому обладает сравнительно малой проводимостью σ_2 .

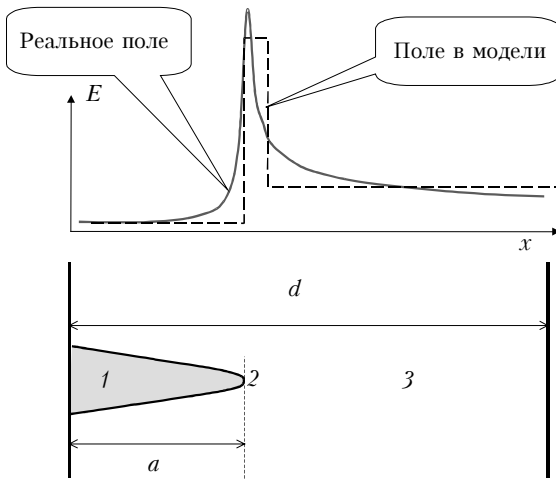


Рис. 3. Распределение напряженности поля в канальной модели движения плазменного фронта

Напряженность поля во всех трех областях можно оценить по формулам [16]:

$$\begin{cases} E_1 = E_0 \beta / [\beta + (k-1)(1-a/d)], \\ E_2 = kE_1, \\ E_3 = E_1(k + \beta - 1) / \beta. \end{cases}$$

Здесь E_1, E_2, E_3 – напряженности поля в областях 1, 2 и 3 соответственно; $\beta(a)$ – коэффициент геометрического усиления поля вблизи головки идеально проводящего канала той же формы и длины; $k = \sigma_1 / \sigma_2$ – отношение проводимостей плазмы внутри канала и вблизи анода; $E_0 = U/d$ – средняя напряженность поля в промежутке.

Таким образом, в данной модели предполагается, что канал распространяется под действием усиленного поля в области 2. Естественно, что скорость движения фронта плазмы в этой модели может быть существенно выше, чем в одномерной модели.

Оценки параметров процесса пробоя и формирования пучка быстрых электронов

При возрастании напряжения на промежутке уже на самых начальных стадиях пробоя за счет неоднородной плазмы в области усиленного поля 2

на катоде начинает выполняться критерий перехода к непрерывному ускорению электронов. При этом теряет смысл само понятие дрейфового движения электронов, и модель распространения канала нуждается в некотором усовершенствовании.

Скорость прорастания канала считается уже не в дрейфовом приближении, а исходя из следующих соображений. Большая часть электронов, попавших в область усиленного поля, будет двигаться в режиме непрерывного ускорения. Скорость ионизации, производимой этими энергичными электронами, и будет определять скорость движения канала: фактически прорастание канала связано с ростом проводимости в области 2 вследствие ускоренной ионизации. Предполагается, что электроны в газе размножаются во времени по экспоненциальному закону. Линейный размер области усиленного поля вблизи острия b примерно равен радиусу кривизны этого острия. Поэтому характерное время ионизации, т.е. время, за которое проводимость в области 2 станет равной проводимости в области 1, равно

$$\tau = v_i / \ln k,$$

где

$$v_i = n_a \langle \sigma_i v_e \rangle$$

– частота ионизации; n_a – концентрация атомов газа; σ_i – сечение ионизации; v_e – средняя хаотическая скорость электрона. В таком приближении для скорости прорастания канала получим оценку

$$w = \frac{b}{\tau} = \frac{bv_i}{\ln k} = \frac{bn_a \langle \sigma_i v_e \rangle}{\ln k}.$$

Полный ток разряда находится исходя из уравнения непрерывности тока в промежутке: $I = Nj\pi b^2$, где $j = \sigma_1 E_1$. Здесь считается, что распространяется N каналов, причем взаимная экранировка их поля не учитывается. Таким образом, задавая полный максимальный ток разряда и число каналов, можно из экспериментальных данных оценить величину удельной проводимости плазмы в канале.

Характерное время ионизации τ может быть оценено также через мощность энерговыделения в области 2 из соотношения $\tau \sim \epsilon_i n_e / (jE_2)$. Здесь $j = \sigma_2 E_2$ – плотность тока, E_2 – напряженность поля вблизи вершины канала; ϵ_i – энергия образования одной электрон-ионной пары в данном газе; n_e – концентрация электронов в канале.

Эксперименты [13–15] показали, что формирование пучка убегающих электронов происходит за время порядка или даже меньше 1 нс, что примерно соответствует длительности фронта импульса приложенного напряжения. Поэтому, не нарушая общности, в расчетах использовалась грубая аппроксимация импульса напряжения, представленная на рис. 4,а. Фронт аппроксимированного импульса составляет ~1 нс, а после выхода на максимум напряжение остается постоянным в течение бесконечно долгого времени.

Как уже было сказано, канал прорастает в усиленном поле E_2 , поэтому решалась самосогласован-

ная задача. Полный максимальный ток разряда согласно экспериментальным данным предполагался равным 2,5 кА. Приведенный на рис. 4,б график зависимости напряженности поля при давлении азота 1 атм в области 2 ($k = 150$, $b = 50$ мкм, $\sigma = 50 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) показывает, что поле усиливается до необходимых значений за времена порядка $\sim 0,5$ нс. Резкий рост напряженности поля обусловлен большой величиной коэффициента геометрического усиления β в данной области.

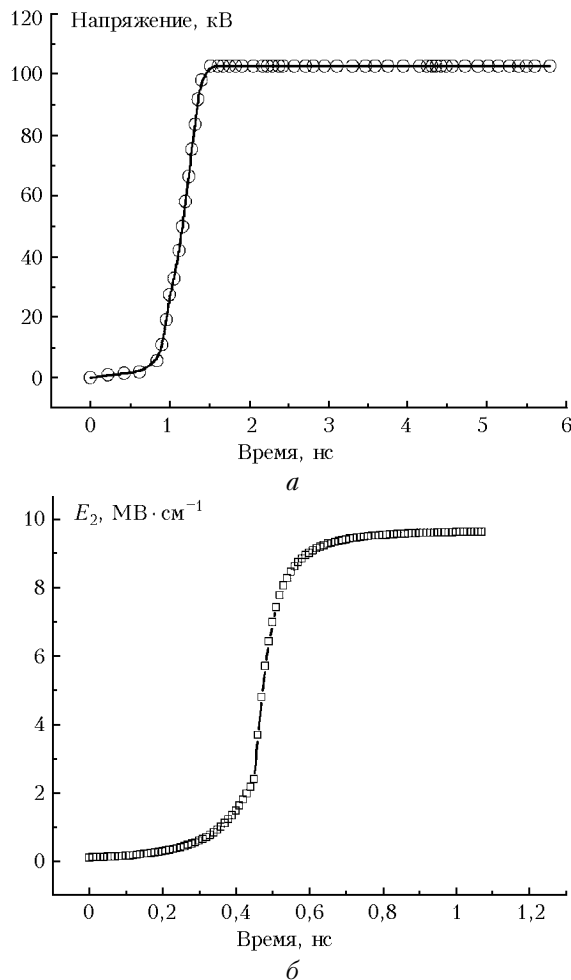


Рис. 4. Импульс приложенного напряжения (а); зависимость напряженности поля в области 2 для канальной модели движения плазменного фронта от времени (б)

Расчеты показали, что времена переключения каналом промежутка для $k = 100-150$, $b = 50-100$ мкм не сильно отличаются от 1 нс (рис. 5). Для больших диаметров канала время переключения составляет уже несколько наносекунд, что превышает фронт импульса напряжения. Отметим, что в эксперименте разряд между катодом и анодом является объемным, в виде нескольких струй с диаметром каждой струи больше 1 мм и только у катода видны яркие точки размером меньше 1 мм [13, 14]. Также было рассчитано время, необходимое для достижения полем в области 2 значений, достаточных для перехода большинства электронов в режим непрерывно-

го ускорения. Для $k = 100 \div 150$, $b = 50 \div 100$ мкм оно не превышает $\sim 0,8$ нс. Расстояние, пройденное каналом за это время, составляет порядка $10^{-2}-10^{-1}$ см. Это означает, что критерий, сформулированный в [3], начинает выполняться вблизи катода (длина разрядного промежутка 16 мм).

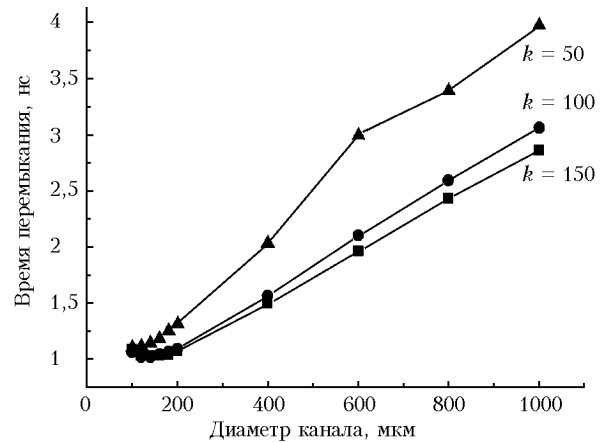


Рис. 5. Зависимость времени «переключения» каналом промежутка от диаметра канала

Таким образом, при образовании тонких каналов электрическое поле у катода может превысить критическое, а ионизация газа быстрыми электронами обеспечит быстрое продвижение фронта высокопроводящей плазмы. Как мы уже отмечали выше, быстрые электроны с энергией ~ 1 кэВ могут обеспечить перекрытие промежутка за ~ 1 нс. Энергия быстрых электронов, сформированных в области 2 на фронте импульса напряжения, не превышает 10–20% от приложенного, т.е. $\sim 10-20$ кэВ при максимальном напряжении в условиях [13]. Отметим, что энергия быстрых электронов на аноде определяется не только напряжением в области 2, но и оставшимся падением напряжения в области 3, а также протяженностью области 3. При этом чем больше энергии наберут электроны в области 2, тем меньше у них будут потери в области 3.

Выводы

Таким образом, проведенный теоретический анализ уточняет механизм формирования короткого электронного пучка в газовом диоде при повышенных давлениях, который исследовался в [9–15]. При подаче импульса напряжения с крутым фронтом на промежуток, образованный плоским анодом и катодом с малым радиусом кривизны, за счет усиления поля у катода появляются быстрые электроны. Быстрые электроны, как предполагается, обеспечивают продвижение плазменного фронта со скоростью $(1-2) \cdot 10^9$ см/с. Пучок убегающих электронов формируется за счет перераспределения электрического поля в промежутке и его усиления в локальной области на вершине плазменного фронта. Субнаносекундная длительность импульса тока пучка определяется двумя факторами: большой скоростью распространения плазмы после достижения

критического поля в локальной области и выравниванием электрического поля в промежутке после прихода плазмы на анод.

1. *Wilson C.T.R.* The electric field of a thundercloud and some of its effects // *Proc. Phys. Soc. London*, 1925. V. 37. P. 32D.
2. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
3. *Бабич Л.П., Станкевич Ю.Л.* Критерий перехода от стримерного механизма газового разряда к непрерывному ускорению электронов // *Ж. техн. физ.* 1972. Т. 42. Вып. 8. С. 1669–1673.
4. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* О механизме убегающих электронов в газе. Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда // *Письма в ЖЭТФ*. 2003. Т. 77. Вып. 5. С. 264–269.
5. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Механизм убегающих электронов в газе и критерий зажигания самостоятельного разряда // *Письма в ЖТФ*. 2003. Т. 29. Вып. 16. С. 54–62.
6. *Бохан П.А., Колбичев Г.В.* Генерация сильноточных импульсных электронных пучков в газе среднего давления // *Ж. техн. физ.* 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1823–1831.
7. *Станкевич Ю.Э., Калинин В.Г.* Быстрые электроны и рентгеновское излучение в начальной стадии развития импульсного искрового разряда в воздухе // *Докл. АН СССР*. 1967. Т. 177. № 1. С. 72–73.
8. *Noggle R.C., Krider E.P., Wayland J.R.* A search for X rays from helium and air discharges at atmospheric pressure // *J. Appl. Phys.* 1968. V. 39. № 10. P. 4746–4748.
9. *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегающих электронов // *Успехи физ. наук*. 1990. Т. 160. Вып. 7. С. 49–82.
10. *Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф.* Пучок электронов, сформированный в газонаполненном диоде при атмосферном давлении воздуха и азота // *Письма в ЖТФ*. 2003. Т. 29. Вып. 10. С. 29–35.
11. *Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* О формировании пучка электронов в гелии при повышенном давлении // *Письма в ЖТФ*. 2003. Т. 29. Вып. 16. С. 45–53.
12. *Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М., Степченко А.С., Тарасенко В.Ф.* Измерение параметров электронного пучка // *Приборы и техн. эксперим.* 2003. № 4. С. 81–84.
13. *Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А.* Формирование пучка электронов и объемного разряда в воздухе при атмосферном давлении // *Изв. вузов. Физ.* 2003. № 3. С. 94–95.
14. *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н., Шунайлов С.А.* Субнаносекундные пучки электронов, сформированные в газовом диоде // *Письма в ЖЭТФ*. 2003. Т. 77. Вып. 11. С. 737–742.
15. *Тарасенко В.Ф., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., Орловский В.М., Алексеев С.Б.* Субнаносекундные пучки электронов, сформированные в газовом диоде // *Письма в ЖТФ*. 2003. Т. 29. Вып. 21. С. 1–6.
16. *Козырев А.В., Королев Ю.Д.* Модель формирования канала при контракции импульсных объемных разрядов // *Ж. техн. физ.* 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2210–2213.

A.A. Fedenev, A.V. Kozыrev, V.F. Tarasenko. Analysis of electric field redistribution and its effect on runaway electrons flow formation during the stage of strongly overvolted gap breakdown.

A theoretical analysis of possibility of electron beam formation during the breakdown stage in a gas-filled diode under the atmospheric pressure of nitrogen was carried out. The estimate of plasma channel propagation velocities in a gap and its conductance for different conditions have been obtained. It has been shown that electrical field distortion occurred in an interelectrode gap results in formation of the conditions being sufficient for formation of runaway electrons. The calculations show that the experimentally obtained velocities of current switching could be explained only by the formation of highly conducting plasma channels at the early stage of a breakdown. The estimate of switching velocities within the plasma front plane model give the plasma front propagation velocities several orders of magnitude lower than the experimentally obtained ones.