

## Влияние скорости волны ионизации на напряжение в линии при развитии импульсного пробоя

*В.А. Шкляев\*, А.А. Гришков С.Я. Беломытцев, Д.В. Белоплотов, Д.А. Сорокин*

*Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия*

*\*shklyayev@to.hcei.tsc.ru*

**Аннотация.** В работе представлена теория, описывающая влияние скорости движения волны ионизации на характеристики пробоя. Проведена экспериментальная проверка зависимости падения напряжения в передающей линии, происходящего вследствие движения волны ионизации, от скорости ее движения. Результаты экспериментального исследования согласуются с построенной теорией.

**Ключевые слова:** пробой, волна ионизации, плазма, волновое сопротивление.

### 1. Введение

Начальная стадия развития импульсного пробоя перенапряженного промежутка с сильно неоднородным электрическим полем сопровождается формированием пучка убегающих электронов [1–10]. За этим пучком следует волна ионизации, которая представляет собой резкий градиент концентрации заряженных частиц в направлении ее движения. Волну ионизации можно рассматривать как границу между газом, предионизованным пучком электронов, и плазменным каналом. Накопленный на данный момент объем экспериментальных данных [11–14] и результатов численного моделирования [15–20] по измерению скорости волны ионизации показывает, что скорость волны ионизации лежит в широком диапазоне и может достигать значений, сравнимых со скоростью света. Высокая скорость движения волны ионизации приводит к быстрому изменению геометрии межэлектродного промежутка (увеличению его емкости) и протеканию тока смещения, который может достигать значений, сравнимых с током зарядки передающей линии [21]. Протекание этого тока приводит к падению напряжения на промежутке и в линии. При этом ток смещения тем выше, чем выше скорость движения волны ионизации.

### 2. Теория

Рассмотрим бесконечную по оси  $Z$  коаксиальную линию. Пусть в начальный момент времени слева от  $z = 0$  коаксиальная линия представлена двумя электродами, внутренним потенциальным и внешним заземленным, а справа – только внешним заземленным электродом. Будем считать, в начальный момент времени с торца внутреннего электрода начинает двигаться волна ионизации. Плазменный канал, развивающийся за волной ионизации, будем рассматривать как продолжение внутреннего потенциального электрода. Проводимость этого канала будем считать идеальной. Фронт плазменного канала является нагрузкой коаксиальной линии.

Пусть по передающей линии с волновым сопротивлением  $\rho$  распространяется бегущая волна с напряжением  $U_0$ . Тогда ток в бегущей волне будет определяться волновым сопротивлением линии:

$$I_0 = \frac{U_0}{\rho}, \quad (1)$$

$$\rho = \frac{2}{c} \ln \left( \frac{R_2}{R_1} \right), \quad (2)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы внутреннего и внешнего электродов передающей линии, соответственно,  $c$  – скорость света.

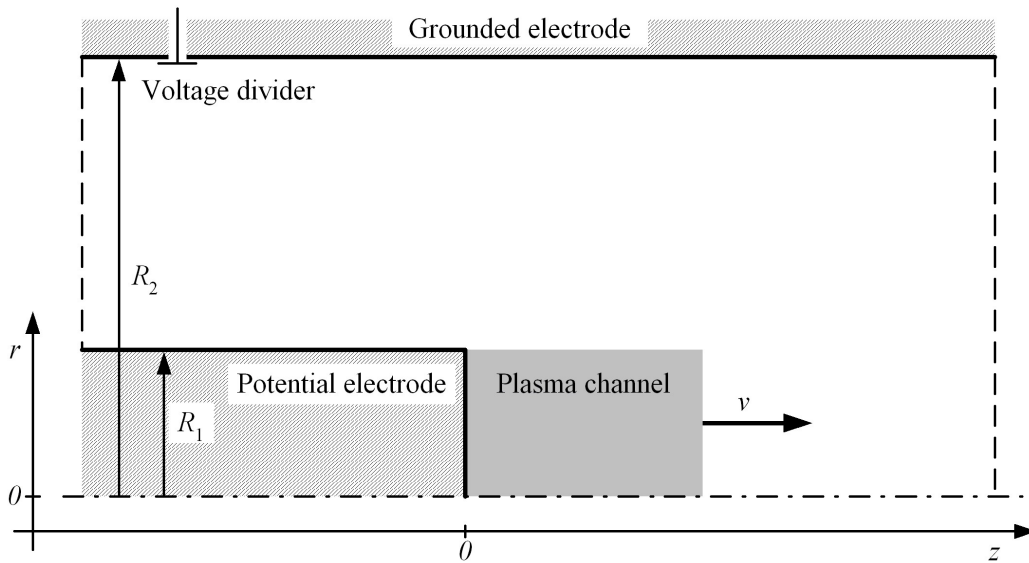


Рис.1. Схематическое изображение коаксиального диода с движущимся плазменным каналом.

Ток и напряжение, которые устанавливаются в линии после отражения электромагнитной волны от фронта плазменного канала, обозначим за  $I$  и  $U$ . Для части линии с равномерным распределением плотности поверхностного заряда  $\sigma$  напряжение можно записать через теорему Гаусса:

$$U = 2\sigma \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right). \quad (3)$$

Ток в плазменном канале, фронт которого движется со скоростью  $v$ , равен

$$I = \sigma v. \quad (4)$$

Сопротивление этого участка будет определяться по закону Ома

$$R = \frac{U}{I}. \quad (5)$$

Подставив (3) и (4) в выражение (5) получим

$$R = \frac{2}{v} \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) = \rho \frac{c}{v}. \quad (6)$$

То есть сопротивление нагрузки обратно пропорционально скорости движения фронта плазменного канала. Если фронт неподвижен, сопротивление стремится к бесконечности, имеем режим холостого хода. Если же фронт плазменного канала движется со скоростью близкой к скорости света, сопротивление нагрузки сравнивается с волновым сопротивлением передающей линии.

Из-за отличия сопротивления нагрузки от волнового сопротивления передающей линии имеем коэффициент отражения электромагнитной волны, определяемый как:

$$k_{ref} = \frac{R - \rho}{R + \rho} = \frac{\frac{c}{v} - 1}{\frac{c}{v} + 1}. \quad (7)$$

Напряжение в линии складывается из напряжений в прямой и отраженной электромагнитной волне

$$U = U_0 + U_0 k_{ref} = \frac{2U_0}{1 + \frac{v}{c}}. \quad (8)$$

Чтобы вычислить ток в линии, соответствующий этому напряжению, подставим (6) и (8) в выражение (5)

$$I = \frac{2I_0}{1 + \frac{c}{v}}. \quad (9)$$

Таким образом, можно ожидать, что в условиях эксперимента при развитии пробоя измеряемые величины тока и напряжения в передающей линии будут определяться выражениями (8) и (9), соответственно.

### 3. Экспериментальная установка

Ранее в экспериментах наблюдался спад напряжения на промежутке при формировании как положительного, так и отрицательного стримеров в резко неоднородном электрическом поле в геометрии острие плоскость [22]. В этих работах было зарегистрировано падение напряжения при движении волны ионизации, однако сложная геометрия стримера не позволяла получить количественную зависимость между величиной этого падения и скоростью движения волны ионизации.

Основным отличием нашего эксперимента от построенной модели является конечная длина плазменного канала, определяемого длиной промежутка и наличием плоского электрода на конце линии.

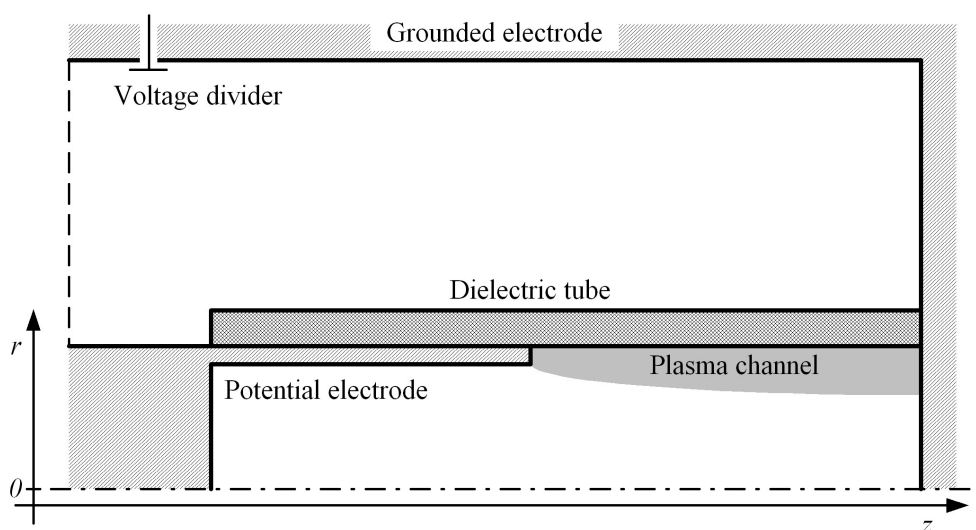


Рис.2. Схема коаксиального диода, ограниченного плоским электродом и диэлектрической трубкой для ограничения развития пробоя в радиальном направлении.

Особенностью данного вида пробоя является высокая скорость движения волны ионизации, поэтому, чтобы разрешить во времени стадию формирования проводящего канала, необходимо было увеличить межэлектродный зазор, то есть расстояние, которое проходит волна ионизации. Однако увеличение длины межэлектродного промежутка неизбежно приводит к тому, что пробой развивается не вдоль оси диода, а в радиальном направлении. Для того чтобы плазменный канал развивался только вдоль оси симметрии межэлектродного промежутка, между внутренним трубчатым электродом и плоским электродом была введена диэлектрическая трубка (Рис.2), ограничивающая развитие пробоя перпендикулярно оси симметрии.

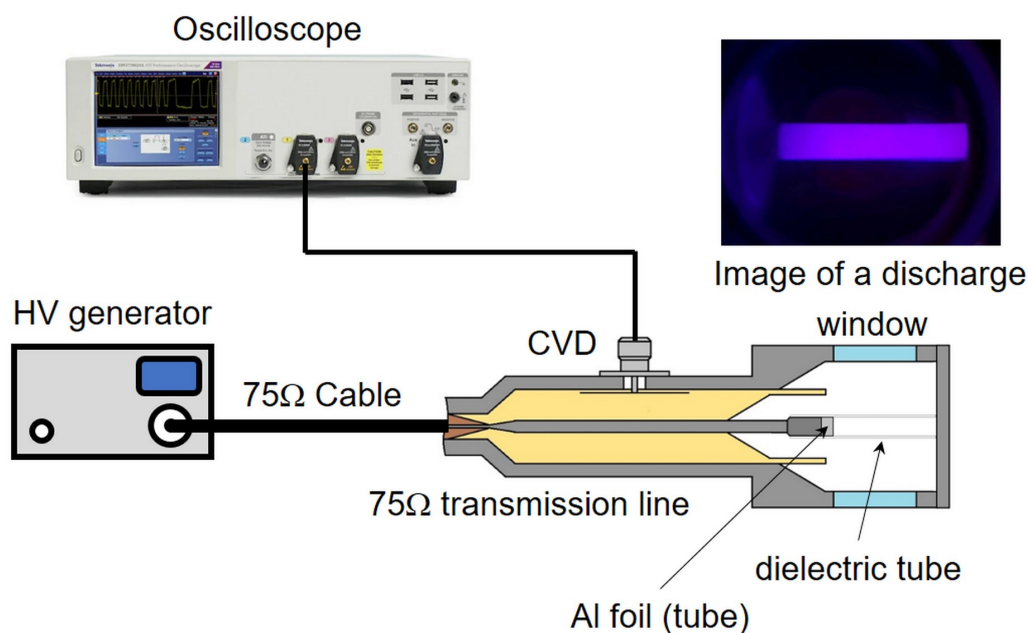


Рис.3. Схема экспериментальной установки.

В эксперименте осуществлялась запись осциллограмм напряжения с высоким разрешением. Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена на Рис.3. Установка включала в себя генератор наносекундных импульсов напряжения отрицательной полярности NPG18/3500N, высоковольтный кабель (75 Ом), газоразрядную камеру с передающей линией (75 Ом) со встроенным ёмкостным делителем напряжения. Осциллограммы напряжения записывались осциллографом DPO75002SX (33 GHz, 200 GS/s). Форма импульса напряжения в режиме «холостого хода» представлена на Рис.4 (а,с – серые кривые). Катод был изготовлен из алюминиевой фольги толщиной 15 мкм, свёрнутой в трубку диаметром 6 мм. Заземлённый электрод был плоским. Межэлектродное расстояние менялось в диапазоне 1–4 см. Трубка длиной 6 см, изготовленная из свёрнутой фторопластовой плёнки толщиной 200 мкм, была надета на катод. Это позволило избежать формирования канала в направлении боковой стенки разрядной камеры.

#### 4. Результаты и обсуждение

На Рис.4 приведены характерные осциллограммы, полученные в эксперименте. Видно, что при развитии пробоя в момент времени  $t_0$  (Рис.4b и 4d) напряжение незначительно падает по сравнению с напряжением холостого хода. Далее следует небольшой интервал времени  $\Delta t$ , когда волна ионизации движется от катода к аноду. При достижении волной ионизации

заземленного электрода напряжение резко падает, что соответствует пробоя. Измерив время  $\Delta t$  от старта волны ионизации до пробоя, можно оценить скорость движения волны ионизации в данных условиях. Падение напряжения на делителе в предпробойной стадии необходимо сравнивать с напряжением в падающей волне (8).

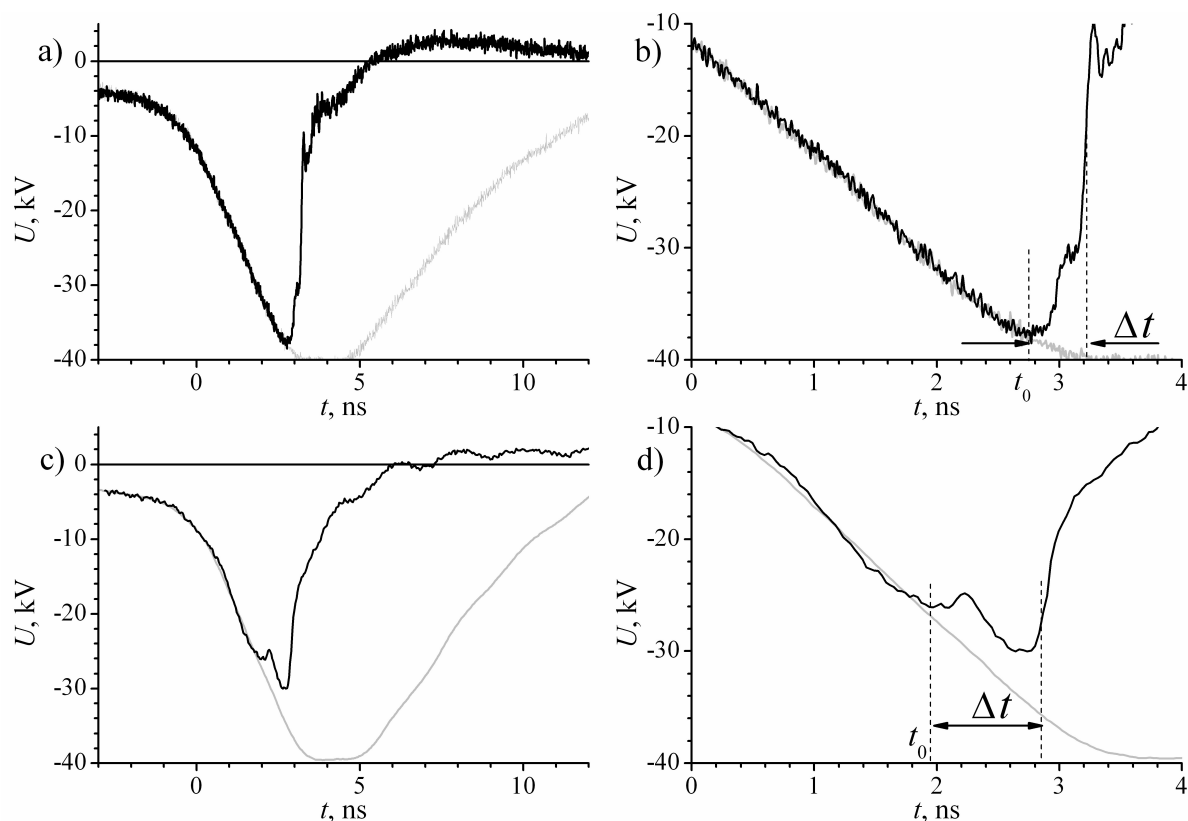


Рис.4. Характерные осциллограммы, полученные в ходе эксперимента по развитию пробоя в диэлектрической трубке (верхние: воздух, 10 Торр, 4 см; нижние: воздух, 10 Торр, 2 см).

На Рис.5 приведены результаты экспериментов в различных условиях. Серая кривая соответствует выражению (8), точки соответствуют результатам экспериментов в различных условиях. Видно, что при одних и тех же параметрах (давление, длина межэлектродного промежутка, тип генератора) реализуются различные скорости волны ионизации, что связано с нестабильностью момента инициирования разряда. Формирование канала может начинаться при разном напряжении на промежутке, от которого зависит скорость перемещения фронта волны ионизации. Экспериментальные точки начинаются от скорости волны ионизации  $0.1c$ . Это связано с тем, что при малых скоростях движения волны ионизации падение напряжения в линии столь мало, что отличить осциллограммы холостого хода, от осциллограмм при развитии пробоя невозможно из-за шума системы диагностики. Максимальная скорость движения волны ионизации достигнутая в серии экспериментов с генератором NPG-18/3500N составила  $0.35c$ . При столь высокой скорости длительность предпробойной стадии составляет около 380 пс.

Незначительное отличие экспериментальных результатов от теоретической кривой (Рис.5) может быть связано как с методом определения скорости движения волны ионизации, так и с наличием фронта волны ионизации конечной длины, сравнимой с длиной межэлектродного промежутка.

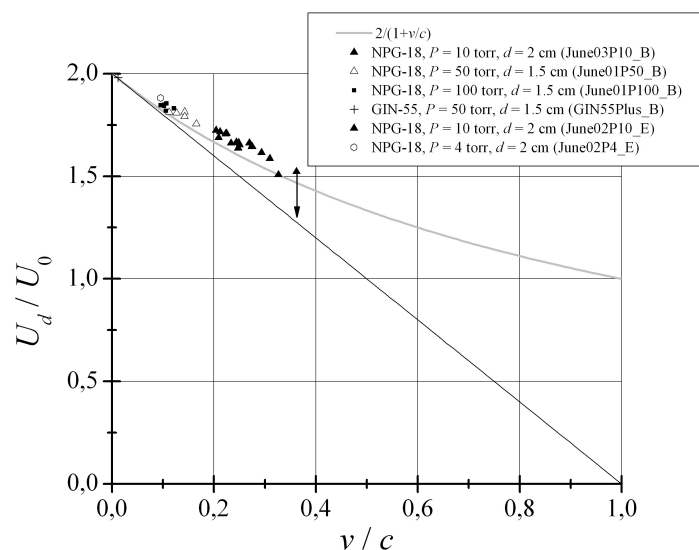


Рис.5 Зависимость напряжения в передающей линии от скорости движения фронта плазменного канала (серая кривая – теория, точки – эксперимент).

## 5. Выводы

Впервые проведена прямая экспериментальная проверка зависимости напряжения в передающей линии от скорости движения фронта плазменного канала при развитии импульсного пробоя в сильно неоднородном электрическом поле. Результаты серии экспериментов подтверждают наличие существенного тока в цепи диода, определяемого током смещения, возникающего за счет движения волны ионизации.

## Благодарность

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (номер: FRWM-2021-0014).

## 6. Список литературы

- [1] Naidis G.V., Tarasenko V.F., Babaeva N.Yu., Lomaev M.I., *Plasma Sources Sci. Technol.*, **27**(1), 013001, 2018; doi: 10.1088/1361-6595/aaa072
- [2] Babaeva N.Y., Zhang C., Qiu J., Hou X., Tarasenko V.F., Shao T., *Plasma Sources Sci. Technol.*, **26**(8), 085008, 2017; doi: 10.1088/1361-6595/aa7bb0
- [3] Chen C.-J., Simeni M.S., Li S.-Zh., Barnat E.V., Bruggeman P.J., *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29**(3), 035020, 2020; doi: 10.1088/1361-6595/ab6c82
- [4] Tarasenko V.F., *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29**(3), 034001, 2020; doi: 10.1088/1361-6595/ab5c57
- [5] Lisenkov V.V., Shklyayev V.A., *Phys. Plasmas*, **22**(11), 113507, 2015; doi: 10.1063/1.4935398
- [6] Beloplotov D.V., Tarasenko V.F., Shklyayev V.A., Sorokin D.A., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **54**(30), 304001, 2021; doi: 10.1088/1361-6463/abfdde
- [7] Shklyayev V.A., Belomyttsev S.Ya., Ryzhov V.V., *J. Appl. Phys.*, **112**, 113303, 2012; doi: 10.1063/1.4768912
- [8] Shklyayev V.A., Baksht E.Kh., Belomyttsev S.Ya., Burachenko A.G., Grishkov A.A., Tarasenko V.F., *J. Appl. Phys.*, **118**, 213301, 2015; doi: 10.1063/1.4936786
- [9] Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Beloplotov D.V., Burachenko A.G., Lomaev M.I., Sorokin D.A., *Laser Part. Beams*, **34**(4), 748, 2016; doi: 10.1017/S0263034616000719
- [10] Tao Shao, Cheng Zhang, Zheng Niu, Ping Yan, Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Kostyrya I.D., Shutko V., *J. Appl. Phys.*, **109**, 083306, 2011; doi: 10.1063/1.3581066
- [11] Tarasenko V.F., Lomaev M.I., Beloplotov D.V., Sorokin D.A., *High Volt.*, **1**, 181, 2016; doi: 10.1049/hve.2016.0052

- [12] Mirko Černák, Tomáš Hoder, Zdeněk Bonaventura, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29**(1), 013001; doi: 10.1088/1361-6595/ab5051
- [13] Dyatko N.A., Ionikh Y.Z., Meshchanov A.V., *Plasma Sources Sci. Technol.*, **30**(5), 055015; doi: 10.1088/1361-6595/abda9e
- [14] Bangdou Huang, Cheng Zhang, Jintao Qiu, Xuan Zhang, Yujian Ding and Tao Shao, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **28**(9), 095001, 2019; doi: 10.1088/1361-6595/ab3939
- [15] Abbas M.F., Yuan X.-C., Li H.-W., Xue J.-Y., Sun A.-B., Zhang, G.-J., *High Volt.*, **6**(1), 16, 2021; doi: 10.1049/hve2.12020
- [16] Nijdam S., Teunissen J., Ebert U., *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29**(10), 103001, 2020; doi: 10.1088/1361-6595/abaa05
- [17] Beloplotov D., Grishkov A., Sorokin D., Shklyayev V., Tarasenko V., *Proc. of XXXIV ICPIG & ICRP-10*, July 14–19, 2019, Sapporo, Hokkaido, Japan, P.12.
- [18] Xiancong Chen, Yifei Zhu, Yun Wu, Jinbo Hao, Xiaoguang Ma, Pengfei Lu, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **30**(6), 065002, 2021; doi: 10.1088/1361-6595/abe612
- [19] Keegan Orr, Xin Yang, Ilya Gulko, Adamovich I.V., *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29**(12), 125022, 2020; doi: 10.1088/1361-6595/aba989
- [20] Bourdon A., Péchereau F., Tholin F., Bonaventura Z., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **54**, 075204, 2021; doi: 10.1088/1361-6463/abbc3a
- [21] Belomytsev S.Ya., Grishkov A.A., Shklyayev V.A., Ryzhov V.V., *J. Appl. Phys.*, **123**, 043309, 2018; doi: 10.1063/1.5008820
- [22] Beloplotov D.V., Tarasenko V.F., Lomaev M.I., Sorokin D.A., *IEEE Transactions on Plasma Science*, **47**(10), 4521, 2019; doi: 10.1109/TPS.2019.2907998