

Г.В. Колбычев, П.Д. Колбычева

## Импульсный пробой газовых промежутков

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 12.01.2004 г.

Представлены результаты измерений напряжения импульсного пробоя промежутков с гелием в геометрии, представляющей интерес для выяснения физики открытого разряда. Определено влияние на пробой отражения быстрых электронов от анода и провисания потенциала в ячейки анодной сетки. Рассчитаны время формирования пробоя и распределение ионов в межэлектродном зазоре в условиях сильного убегающего электронов.

В последние годы пристальное внимание обращено на газоразрядные процессы в условиях убегающего электронов. Обычно этот режим реализуется далеко на левой ветви кривой Пашена. Однако в импульсном варианте убегающие электроны могут быть получены и на ее правой ветви. При этом газовый промежуток оказывается под многократным перенапряжением. В настоящей статье продолжены исследования, начатые в [1]. Их цель — получить дополнительную информацию о физике открытого разряда, эффективно генерирующего электронный пучок в газе среднего давления. Этот разряд возникает в фазе быстрой коммутации, и его параметры во многом определяются процессами, протекающими в стадии пробоя.

Известно, что пробой по таунсендовскому механизму зависит от процессов не только в газе, но и на электродах. В частности, отражение быстрых электронов от анода обратно в межэлектродный промежуток заметно смещает вольт-амперную характеристику разряда [2]. При сетчатом аноде влияние отражения электронов снижается, но начинают играть роль провисание потенциала в ячейки анодной сетки и УФ-подсветка катода излучением из заанодной области, возникающим там при прохождении пучка быстрых электронов из разрядного промежутка [1,3]. В настоящей статье рассмотрено влияние отражения электронов и провисания потенциала на пробой в гелии.

Методика измерений зависимости напряжения пробоя  $U_{br}$  от произведения  $pd$  (где  $p$  — давление газа,  $d$  — межэлектродный зазор) подробно описана в [1]. Импульс подаваемого на катод напряжения  $U(t)$  имел те же параметры: нарастание до 0,8 амплитудного значения за ~60 нс, почти плоскую вершину длительностью 2 мкс и последующий спад с постоянной времени 3,1 мкс. Катод и анод разделены изолирующей диафрагмой, исключаящей пробой по длинным силовым линиям поля.

Факт пробоя регистрировался по появлению свечения газа, которое имело пороговый по напряжению характер. Визуальная регистрация пробоя, как показано в [1], обладает большей точностью,

чем осциллографический метод. Пробой всегда происходил на плоской вершине импульса напряжения и никогда — на его спаде.

1. Для исключения отражения от плоского анода он был изготовлен из стопки бритвенных лезвий, проложенных отрезками 50-мкм фольги (вариант 2 на рис. 1). При этом поле в зазоре между катодом и анодом оставалось практически однородным. Конструкция разрядной камеры позволяла визуально наблюдать за пробоем и формой разряда в зазоре. Оказалось, что при пороговом напряжении пробой осуществлялся однородным разрядом, протекающим со всей открытой площади катода.

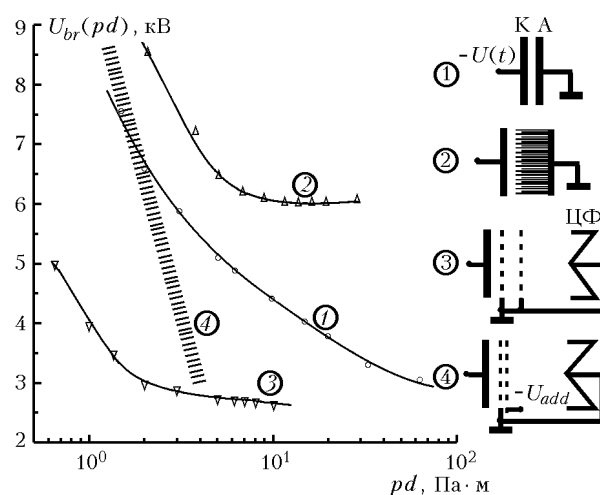


Рис. 1. Измеренные напряжения пробоя для четырех вариантов разрядного промежутка. 1 и 3 взяты из [1]. К — катод, А — анод, ЦФ — коллектор электронного пучка

Измерения  $U_{br}(pd)$  проведены в режиме редких импульсов (частота их повторения менее 1 Гц). Результаты представлены на рис. 1, где для сравнения приведены также данные, полученные в [1]. Видно, что исключение отражения электронов от анода при низких давлениях гелия заметно сдвинуло кривую пробоя  $U_{br}(pd)$  вправо (по  $pd$  — примерно в 2 раза). При среднем и высоком давлении

различие приобретает качественный характер, объяснения которому не найдено. Возможно, оно связано с тем обстоятельством, что кривая 1 получена при пробое сильноточным каналом [1], тогда как 2 – однородным разрядом.

2. Влияние провисания потенциала на пробой зазора с сетчатым анодом исследовалось в разрядной камере, представленной на рис. 1 вариантом 4. В тени анода на расстоянии от него 0,25 мм расположена идентичная сетка, к которой через сопротивление 3,3 кОм приложено постоянное отрицательное напряжение  $U_{add}$ . Расчет по формулам [4] дал величину провисающего потенциала в центре ячеек анодной сетки в 6,7% от  $U(t)$  и глубину провисания (0,1% от  $U(t)$ ) 2 мм. Однако, как показали опыты, эффективная глубина провисания значительно короче из-за экранирования потенциала объемным зарядом ионов, возникающих здесь и не успевающих покинуть эту зону.

Влияние провисания потенциала можно определить, оценив величину коэффициента усиления тока в области провисания  $K_{sag}$ :

$$K_{sag} \approx \frac{w(d)}{\alpha} [e^{\alpha l} - 1] = K(d) [e^{\alpha l} - 1]. \quad (1)$$

Здесь  $w(d) = dK(x)/dx|_{x=d}$  – плотность ионизаций в электронной лавине на аноде;  $\alpha$  – среднее значение коэффициента Таунсенда на глубине провисания  $l$ . Полагая  $l$  равной удвоенному размеру ячейки анодной сетки, при напряжении на зазоре 10 кВ,  $p = 4$  кПа получаем  $K_{sag} \sim 4$ , тогда как  $K(d) \approx 0,4$  [5]. Таким образом, усиление тока в области провисания оказывается во много раз больше, чем в самом зазоре катод–анод, поэтому ионизационными процессами в области провисания и должен определяться пробой промежутка  $d$ .

Испытания варианта 4 показали, что напряжение пробоя  $U_{br}$  весьма чувствительно к величине потенциала на управляющей сетке  $U_{add}$ . Особенно это проявляется при низких давлениях гелия, когда при  $U_{add} = 10 \dots 20$  В  $U_{br}$  возрастает на несколько сотен вольт. Напряжение пробоя монотонно растет с увеличением  $U_{add}$  вплоть до некоторого значения, при котором, по-видимому, зажигается разряд между сетками. Последний приводит к обратному эффекту: падению  $U_{br}$  до значений много ниже, чем при  $U_{add} = 0$ .

Поскольку напряжение зажигания разряда между сетками имеет большой разброс и зависит от расстояния между ними, то, естественно, возникает большой разброс и значений  $U_{br}$ . По этой причине полученная зависимость  $U_{br}(pd)$  изображена в виде полосы и дает лишь качественное представление о воздействии управляющего потенциала  $U_{add}$  на пробой. Тем не менее можно утверждать, что при низких давлениях провисание потенциала в ячейке анодной сетки является определяющим для пробоя зазора катод–анод. Но с повышением давления газа роль провисания резко падает из-за быстрого возрастания интенсивности УФ-подсветки из анодной области. Этими обстоятельствами и опре-

деляется сдвиг кривой 3 на рис. 1 по сравнению с кривой 2.

3. Опишем количественно процесс пробоя в исследованных случаях. Согласно общим представлениям [6] пробой по таунсендовскому механизму проходит в две фазы. В первой – фазе лавинных генераций – происходит накопление необходимого количества объемного заряда ионов в промежутке в результате лавинного размножения. Во второй, более быстрой, фазе возникают волны ионизации, обеспечивающие необходимую проводимость газа в межэлектродном промежутке. В фазе лавинных генераций плотность электронного тока на катоде в момент времени  $t$ ,  $j_e(t)$ , и объемный положительный заряд ионов  $Q_+(t)$  в газе можно представить в следующем виде:

$$j_e(t) = j_0 \exp\{\gamma K(d) - 1\} t / \tau, \\ Q_+(t) = \int_0^d \{j_+(x, t) / v_+(x, t)\} dx, \quad (2)$$

где  $j_0$  – плотность начального тока;  $\gamma$  – коэффициент электронной эмиссии с катода;  $K(d)$  – коэффициент усиления тока в межэлектродном промежутке, равный количеству электронов в лавине, прошедшей путь от катода к аноду  $d$  (без первичного электрона);  $\tau$  – характеристическое время, равное среднему времени ухода ионов на катод;  $j_+(x, t)$  и  $v_+(x, t)$  – плотность тока ионов и их дрейфовая скорость на расстоянии  $x$  от катода. Число  $t/\tau$  определяет число лавинных генераций.

Очевидно, что первая фаза тем короче, чем больше количество начальных электронов и коэффициент усиления тока в газе  $K(d)$ . Ее длительность фактически равна длительности формирования пробоя  $t_\phi$ . При этом

$$Q_+(t_\phi) = [\gamma K(d) - 1] \int_0^{t_\phi} j_+(0, t) dt = 2\varepsilon_0 b U_{br} / d, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная;  $b$  – степень искажения внешнего поля объемным зарядом ионов, когда в промежутке  $d$  возникает ионизационная волна ( $b \sim 0,1 \dots 0,2$  [6]). Из (3) с учетом (2) получаем

$$t_\phi = \frac{\tau}{K(d) - 1/\gamma} \ln \left( \frac{2\varepsilon_0 b U_{br}}{\tau j_0 d} \right). \quad (4)$$

При экспоненциальном нарастании электронов в лавине объемный заряд ионов сосредоточен в основном у анода и  $\tau$  равно времени пересечения ионом межэлектродного промежутка  $T_+$ . Однако в условиях убегания электронов лавина имеет довольно сложный характер развития, особенно на начальном участке пробега [5]. Поэтому описанная картина справедлива лишь при  $K(d) \geq 10^2$ . При меньших  $K(d)$  можно ожидать, что и распределение ионов в промежутке, и величина  $\tau$  будут иными. Найдем их.

При слабом возмущении внешнего поля объемным зарядом ионов (что справедливо для фазы

лавинных генераций) плотность ионов описывается соотношением [7]:

$$n_+(x, t) = \gamma \int_0^l w(x + \xi) n_+ \left( 0, t - \frac{\xi}{v_+} \right) d\xi + \frac{j_0}{v_+} [K(x+l) - K(x)], \quad (5)$$

где  $l = v_+ t$  при  $t < (d-x)/v_+$ ;  $l = d-x$  при  $t \geq (d-x)/v_+$ ;  $w(x) = dK(x)/dx$ .

Величина  $K(x)$  рассчитывается по методике, изложенной в [5]. Результаты расчета при малом усилении тока ( $\gamma K(d) - 1 = 0,3$ ), когда в наибольшей степени проявляются особенности развития лавины уходящих электронов, приведены на рис. 2.

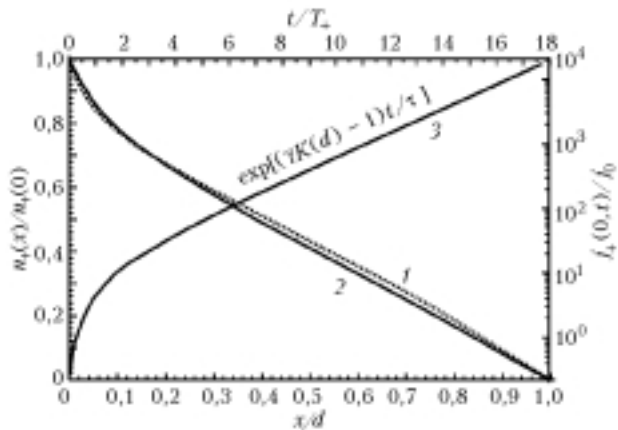


Рис. 2. Результаты расчета распределения плотности ионов по длине межэлектродного промежутка для двух моментов времени ( $1 - j_e(t_1)/j_0 = 10$ ;  $2 - j_e(t_2)/j_0 = 10^4$ ) и роста плотности ионного тока на катоде со временем (3) при следующих параметрах: гелий плотностью  $1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ,  $d = 2 \text{ мм}$ ,  $U = 20 \text{ кВ}$ ,  $\gamma = 0,6$ ,  $T_+ \approx 53 \text{ нс}$ ,  $\gamma K(d) - 1 = 0,3$

Видно, что наибольшая плотность ионов сосредоточена около катода. Оказалось, что постоянная времени  $\tau$  равна лишь половине времени пробега иона от анода к катоду  $T_+$ .

*G.V. Kolbychev, P.D. Kolbycheva. Pulsed breakdown of interelectrode gaps.*

Results of measurement of the pulsed breakdown voltage for some helium filled gaps are presented. The gap geometries interesting for the open discharge physics are examined. The influence of fast electrons reflection from the anode and the potential sag through anode grid cells on the breakdown is determined. The time of breakdown formation and the ion distribution over the interelectrode gap in the case of strong electron runaway are calculated.

Приведенный материал позволяет оценить время формирования пробоя  $t_{\text{ф}}$  из (4) в условиях экспериментов, описанных в п. 1. По данным [8, 9] для кривой 2 на рис. 1 логарифм равен 25 ... 30, а величина  $T_+$  изменяется от  $\sim 10 \text{ нс}$  на левом конце и  $\sim 100 \text{ нс}$  на правом конце кривой 2. В итоге получаем, что  $t_{\text{ф}}$  составляет примерно половину длительности импульса напряжения  $t_{\text{н}}$  на левом и  $t_{\text{ф}} \ll T_+ \ll t_{\text{н}}$  на правом конце кривой 2. Для кривой 1 на правом конце получаем  $t_{\text{ф}} \sim T_+ = 200 \dots 300 \text{ нс}$ , что также много меньше  $t_{\text{н}}$ . Разница  $t_{\text{н}} - t_{\text{ф}}$  равна статистическому времени запаздывания пробоя  $t_{\text{ст}}$ . Следовательно, в нашем случае оно составляет  $\sim 2 \text{ мкс}$  при напряженности поля на катоде 30 ... 60 кВ/см, что вполне согласуется с данными [9].

1. Колбычев Г.В., Колбычева П.Д., Пташник И.В. Исследование объемного разряда с уходящими электронами при граничных напряжениях // Ж. техн. физ. 1996. Т. 66. Вып. 2. С. 59–67.
2. Удрис Я.Я., Чернов В.А., Гусева Л.Г. О влиянии отражения электронов на вольт-амперные характеристики высоковольтного тлеющего разряда с полым анодом // Ж. техн. физ. 1974. Т. 44. Вып. 1. С. 213–215.
3. Колбычев Г.В. Генерация пучков уходящих электронов и накачка ими лазеров на парах металлов // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 6. С. 635–649.
4. Страшкевич А.М. Электронная оптика электростатических полей, не обладающих осевой симметрией. М.: Физматгиз, 1959. 251 с.
5. Колбычев Г.В. Ионизация газа уходящими электронами // Изв. вузов. Физ. 2002. № 12. С. 60–65.
6. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
7. Колбычев Г.В. Исследование эффекта убления электронов в газе среднего давления: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1983. 141 с.
8. Сливков И.Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М.: Энергоатомиздат, 1986. 256 с.
9. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 255 с.