

УДК 537.521.6

## Уточнение механизма искрового пробоя газа

А. А. Жуков

Хабаровский государственный педагогический университет,  
г. Хабаровск, Россия

*Предложено условие электрического пробоя газоразрядного промежутка с однородным полем. Оно позволяет вычислять минимально возможное напряжение искрового пробоя, который следует за первой лавиной, подготавливающей в промежутке след из возбужденного газа. При выводе уточненного условия особое внимание уделено учету геометрической формы первичной электронной лавины и пространственному распределению возбужденных этой лавиной атомов. Принимаются во внимание только те вторичные электроны, которые появляются из "активной области катода", близкой к месту старта первичной лавины. Произведен расчет напряжений пробоя воздуха и азота при атмосферном давлении для газоразрядных промежутков с расстоянием между электродами от 0,01 до 20 см. Теоретические значения находятся в удовлетворительном согласии с опубликованными экспериментальными данными.*

Общепринято [1, 2], что механизм электрического пробоя при малых значениях  $pd$  (порядка  $1-10^2$  Па·м, где  $p$  — давление газа,  $d$  — расстояние между электродами) является таунсендовским, а при больших  $pd$  (порядка  $10^3-10^5$  Па·м) — стримерным. Однако граница, начиная с которой один механизм заменяется другим, строго не установлена. По-видимому, резкой границы и не должно быть. В широкой переходной области

значений  $pd$  искра имеет характерные для стримерного пробоя ярко светящиеся каналы, и в то же время наблюдения с помощью ячейки Керра показывают наличие "катодного пятна", пока стример растет от анода [3, 4]. Таким образом, катодные эффекты должны иметь значение для пробоя не очень широких промежутков.

Подробное обсуждение таунсендовской и стримерной теорий электрического искрового

пробоя газа и сравнение экспериментальных значений минимальных пробойных потенциалов с теоретическими значениями, вычисленными на основе этих теорий [5, 6], показывает, что каждая из них в отдельности не дает возможности правильного предсказания величин напряжений пробоя. В данной работе сделана попытка объединения обеих теорий на начальном этапе формирования искрового пробоя сразу после прохождения первичной электронной лавины. Первичная лавина после пересечения разрядного промежутка оставляет след не только из положительных ионов газа, но и совпадающий с ним след из возбужденного газа. Только на этой стадии и благодаря ее наличию возможно кумулятивное нарастание ионизации газа внутри этого следа.

При этом особое внимание было уделено пространственному распределению положительных ионов и возбужденных атомов вдоль остова лавины, а также появлению вторичного электрона в "активной области" катода, где происходит интенсивная бомбардировка положительными ионами.

Предполагается, что основным вторичным элементарным процессом является фотоэффект с поверхности катода. Вторичный электрон, стартующий вдоль пути первичной лавины, умножает ее положительный объемный заряд и создает условия для его нарастания. Каждая последующая лавина, проходя в электрическом поле, которое усилено объемным зарядом остова первичной лавины, становится более мощной. Это и приводит к быстрому росту положительного объемного заряда общей головки цепочки лавин, стартующих вдоль одного узкого канала по пути первичной лавины до тех пор, пока поле этой головки не станет большим внешнего приложенного поля, и электроны уже не смогут поглощаться анодом газоразрядного промежутка. С этого момента от головки вдоль узкого канала движется по направлению к катоду положительный стример, питаемый дочерними вторичными лавинами.

В настоящей работе подробно обсуждается этот механизм и приводятся результаты вычисления искровых потенциалов для воздуха и азота.

Для удобства написания единиц принято буквой  $\ell$  обозначать множитель  $10^{-21}$ , а буквой  $L$  — множитель  $10^{21}$ . Концентрация молекул воздуха при нормальных условиях принята  $n = 26\,870\,Lm^{-3}$ ,  $1\,Td = 1\,\ell V \cdot m^2 = 10^{-21} V \cdot m^2 = 10^{-17} V \cdot cm^2$ , где  $m$  — обозначение метра;  $n$  — число Лосмидта; в нашем случае  $1\,m^3$  воздуха при нормальных условиях содержит  $26\,870 \cdot 10^{21}$  молекул воздуха;  $1\,Td$  — "Таунсенд" — единица измерения отношения напряженности электрического поля к концен-

трации молекул газа ( $E/N$ ). Во всех формулах физические величины даны в системе СИ. Там, где это нарушается, пишутся наименования единиц измерения.

### Механизм электрического пробоя

Рассмотрим подробнее механизм развития искрового электрического пробоя при напряжении, равном минимальному пробойному потенциалу.

Первичная лавина (рис. 1) образуется случайным электроном, стартующим из некоторой точки катода, и количество положительных ионов, образованных ею на отрезке пути от  $x$  до  $x+dx$  (где  $x$  — расстояние от катода до данной точки разрядного промежутка вдоль силовой линии электрического поля), будет равно  $dn = \alpha\delta \exp((\alpha-\eta)x) dx$ , где  $\alpha$  — первый коэффициент Таунсенда,  $\eta$  — коэффициент прилипания электронов к молекулам газа.

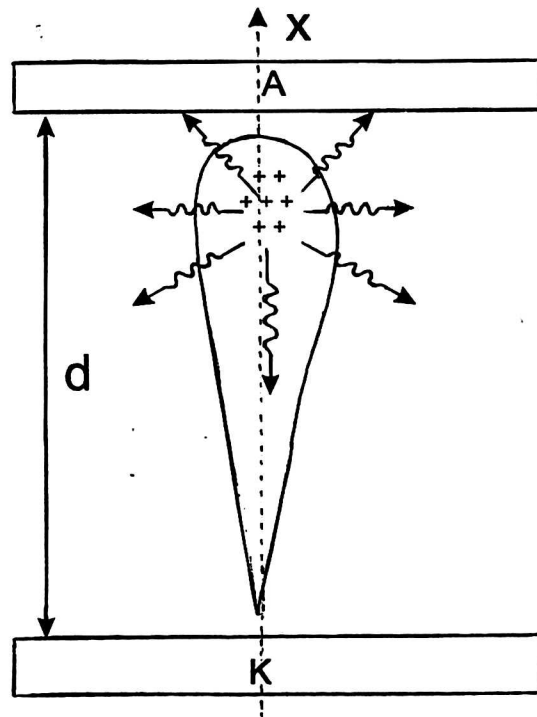


Рис. 1. Схема развития первичной электронной лавины

Число возбужденных атомов будет пропорционально числу ионизаций  $dn^* = \alpha\theta\delta \exp((\alpha-\eta)x) dx$ , где  $\theta$  — число возбуждений, производимых одним электроном на одну ионизацию. Через короткое "время жизни" (порядка  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  s) возбужденные атомы "высвечиваются", т. е. число фотонов, излученных во все стороны областью лавины на расстоянии  $x$  от катода, будет равно  $dn^*$ . Часть этих фотонов движется к "активной области катода", расположенной вокруг точки старта первичной лавины в виде круга радиусом  $r$ .

Эта часть определяется "геометрическим фактором"  $g$ , который будет равен

$$g = 0,5(1 - x / \sqrt{x^2 + r^2}).$$

Можно принять  $r$  равным удвоенному радиусу головки первичной лавины, так как только тогда вторичная лавина вольется в остов первичной. Тогда [2]

$$r = 0,85\sqrt{d/p} = c_1\sqrt{d/p}. \quad (1)$$

Активная область катода бомбардируется положительными ионами лавины. Результатом этой бомбардировки является очищение поверхности катода от адсорбированного слоя газов и улучшение его способности к эмиссии электронов под действием излучения. Таким образом, число фотонов, двигающихся в направлении активной области катода, будет  $\alpha\delta\theta\delta g \exp((\alpha-\eta)x) dx$ . Не все они, однако, достигнут катода. Часть будет поглощена слоем газа толщиной  $x$ , поэтому число фотонов, достигших активной области катода от точки  $x$  остова лавины, будет равно  $\alpha\delta\theta\delta \exp((\alpha-\eta)x) \exp(-\mu x) dx$ , где  $\mu$  — коэффициент абсорбции ультрафиолетовых лучей газом.

Умножим это число на вероятность выхода электрона под действием кванта ультрафиолетового излучения  $W$  и проинтегрируем от 0 до  $d$ . Тогда формула

$$\theta W \alpha \int_0^d g e^{(\alpha-\eta-\mu)x} dx = 1 \quad (2)$$

будет представлять собой условие появления вторичного электрона в нужном месте катода сразу после формирования первичной лавины. Этот электрон дает начало вторичной лавине, которая распространяется вдоль остова положительных ионов, оставленного первичной лавиной, и поэтому будет более мощной. Вторичная лавина, таким образом, вызовет появление еще одного электрона раньше, чем ее головка дойдет до анода, умножит положительный заряд остова первичной лавины более чем в два раза и вызовет появление следующего электрона и так далее, пока заряд головки остова не станет настолько большим, что созданное им электрическое поле превысит внешнее поле. После этого электроны вторичных лавин уже не могут поглощаться анодом, а удерживаются внутри остова, который приобретает свойства плазмы. Эта "ниточка плазмы" (плазменный канал) продви-

гается от анода к катоду и представляет собой положительный стример. Пробой завершается, когда головка стримера достигает катода и замыкает электроды. При этом ток возрастает очень быстро и появляются световые (искра) и звуковые (треск) эффекты. Таким образом, условия (2) достаточно для того, чтобы начался процесс развития искрового пробоя.

Подчеркнем, что для развития пробоя по предлагаемой модели основным вторичным процессом образования вторичных электронов на катоде должен быть фотоэффект. Процессы выхода электронов под действием "тяжелых частиц" (по терминологии Фелпса и Петровича [7]) не могут обеспечить быстрого накопления положительного объемного заряда вдоль пути первичной лавины, так как положительные ионы для этого должны сначала прибыть на катод, т. е. "остов" положительных ионов будет поглощен катодом. Значения коэффициента  $\gamma$  Таунсенда от фотоэффекта, использованные для вычисления напряжений пробоя по условию (2), хорошо согласуются с данными работы [7] при  $E/n$ , изменяющемся в пределах от 50 до 350 Td.

### Сравнение теории с экспериментальными данными

Обсудим возможность сравнения условия (2) с опытом сначала в предельных случаях для очень малых величин  $pd$  и весьма больших  $pd$ .

Пусть  $pd$  очень мало. При этом радиус головки лавины становится по порядку величины сравнимым с расстоянием между электродами. Геометрический фактор  $g$  тогда изменяется незначительно (при  $r = d$   $g = 0,5$ , если  $x = 0$ , и  $g = 1/6$ , если  $x = d$ ) и в первом приближении может быть принят за постоянный множитель, который выносится за знак интеграла. Тогда (2) приблизительно преобразуется к виду  $g'W\theta\alpha (\exp((\alpha-\eta-\mu)d)-1)/(\alpha-\eta-\mu) = 1$ , где  $g'$  — некоторое среднее значение  $g$ . При  $pd$  малых, как показывает опыт, пробойная напряженность поля велика, т. е.  $\alpha \gg \eta$  и  $\alpha \gg \mu$ . Поэтому получаем

$$g'W\theta(e^{\alpha d} - 1) = 1.$$

Но это условие имеет вид условия Таунсенда  $\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1$ , хорошо объясняющего пробой при малых  $pd$ , т. е.  $g'\theta W \cong \gamma$ , где  $\gamma \cong 0,01-0,001$  [2].

Пусть теперь  $pd$  весьма велико. При этом радиус головки лавины  $r \ll d$ . Тогда, как легко видеть,  $g' \approx r^2/4d^2$ , и условие (2) преобразуется приблизительно к виду

$$\frac{W\theta}{4d^2} r^2 \frac{\alpha}{\alpha - \eta - \mu} e^{(\alpha - \eta - \mu)d} = 1. \quad (3)$$

Используем теперь, что  $r^2 = c_1^2 d/p$  (из формулы (1)), обозначим дробь  $\alpha/(\alpha - \eta - \mu) = \alpha'$ , а разность  $\alpha - \eta = \alpha_1$  — эффективное значение коэффициента ионизации. После логарифмирования (3) получаем

$$\frac{\alpha_1}{p} = \frac{\mu}{p} + \frac{c}{pd} + \frac{\ln pd}{pd} - \frac{\ln \alpha'}{pd}, \quad (4)$$

где  $c = \ln(4/\theta W c_1^2)$ . Из формулы (4) видно, что с увеличением  $pd$  второе, третье и четвертое слагаемые в правой части (4) монотонно уменьшаются, поэтому  $\alpha_1/p$  также уменьшается, приближаясь к  $\mu/p$ , но оставаясь больше него. Ход зависимости пробойной напряженности электрического поля в воздухе от  $pd$  подтверждает это заключение из формулы (4).

Напряженность электрического поля в момент пробоя при увеличении расстояния между электродами (при  $p = \text{const}$ ) постепенно уменьшается и достигает величины примерно 25–26 кВ/см при  $d = 20$  см (табл. 1, где  $V_1$  — экспериментальные значения напряжения пробоя,  $V_2$  — напряжения, вычисленные по условию (2),  $\epsilon$  — относительная погрешность; то же для табл. 2). Отсюда следует, что  $\alpha_1/p \Rightarrow \mu/p \Rightarrow 0,0033$  1/см·Торр. В работе [8] был измерен коэффициент абсорбции излучения таунсендовского разряда в воздухе, который оказался равным  $\mu/p = 0,002$ – $0,004$  1/см·Торр. Оба числа хорошо согласуются.

Таблица 1

**СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
ЗНАЧЕНИЙ НАПРЯЖЕНИЙ ПРОБОЯ ВОЗДУХА  
В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ  
ПРИ НОРМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ**

$d$ , см	$V_1$ , кВ	$E_1$ , кВ/см	$V_2$ , кВ	$\epsilon$ , %
0,01	0,92	92,0	0,89	-2,9
0,05	2,71	54,2	2,73	0,7
0,1	4,6	46,0	4,73	2,8
0,2	7,9	39,5	8,14	3,1
0,5	17,1	34,2	17,35	1,4
1	31,6	31,6	31,31	-0,9
2,5	73	29,2	71,05	-2,7

$d$ , см	$V_1$ , кВ	$E_1$ , кВ/см	$V_2$ , кВ	$\epsilon$ , %
5	138	27,6	135,2	-2,0
10	265	26,5	257,8	-2,7
15	386	25,73	383,3	-0,7
20	510	25,5	508,8	-0,2

Формула (2) позволяет вычислить напряжения электрического пробоя при всех промежуточных значениях  $pd$  и сравнить результаты вычислений с экспериментальными данными. Рассмотрим результаты такого вычисления для воздуха.

При расчете количества ионизаций, произведенных в первичной электронной лавине, были использованы значения первого коэффициента ионизации Таунсенда  $\alpha/n$  и коэффициента прилипания  $\eta/n$ , полученные Гаррисоном и Джеблом [9] для  $E/n$ , изменяющемся в диапазоне от 57 до 170 Td.

Для более широкого диапазона изменения  $E/n$  (от 40 до 350 Td) данные Гаррисона и Джебла были экстраполированы, как показано на рис. 2. Там же представлены данные некоторых других авторов [9–12]. Видно, что при  $E/n > 150$  Td использованные данные почти не отличаются от данных Сандерса [10]. Были приняты значения  $\mu = 1,2$  см<sup>-1</sup>,  $W\theta = 0,03$ . При расчете напряжений пробоя ( $V_2$ ) интеграл, входящий в условие (2), вычислялся приближенно по формуле трапеций для заданных значений напряженности электрического поля  $E = V_2/d$  на персональном компьютере. Затем заданное значение  $E$  изменялось до тех пор, пока левая часть условия (2) не становилась равной единице.

На рис. 3 представлен график кривой Пашена для воздуха. Сплошная кривая вычислена, точки — результаты эксперимента.

Далее представлены результаты расчетов пробойных потенциалов в азоте. Так как в азоте прилипание электронов к молекулам отсутствует, то  $\eta = 0$ . При расчете количества ионизаций, произведенных в первичной электронной лавине, были использованы значения первого коэффициента ионизации Таунсенда, полученные Боулсом [11] для чистого азота, без примесей паров ртути для значений  $\alpha/n$ , при  $E/n$ , изменяющемся в диапазоне от 180 до 400 Td. Для значений  $E/n$ , меньших 180 Td, использовались данные Маша и Позина, как показано на рис. 4.

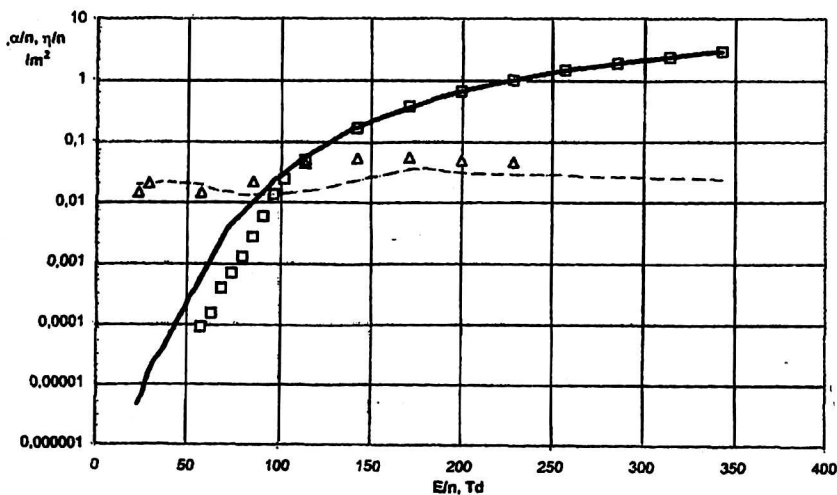


Рис. 2. Зависимость приведенного коэффициента ионизации ( $\alpha/n$ ) и приведенного коэффициента прилипания ( $\eta/n$ ) от приведенной напряженности поля  $E/n$ :

— данные Гаррисона и Джебла [9] и наша экстраполяция;  $\square$  — данные Сандерса [10] для  $\alpha/n$ ;  
 - - - данные Гаррисона и Джебла [9];  $\Delta$  — “преимущественные данные” Зигмонда [11] для  $\eta/n$

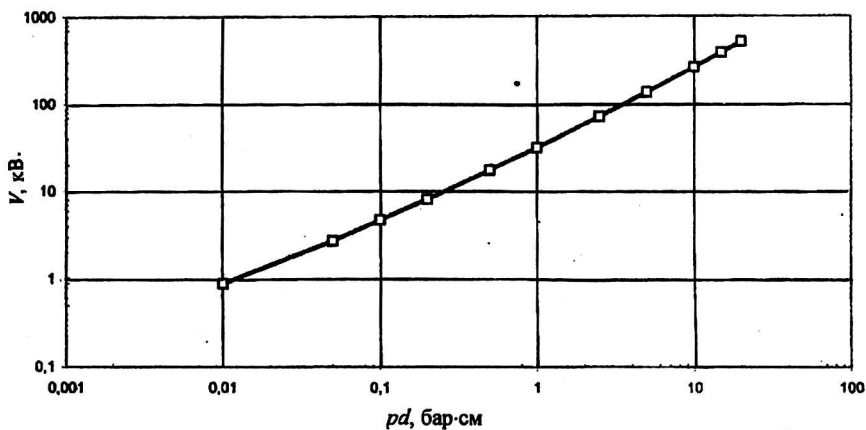


Рис. 3. График зависимости напряжения пробоя воздушного промежутка от  $pd$

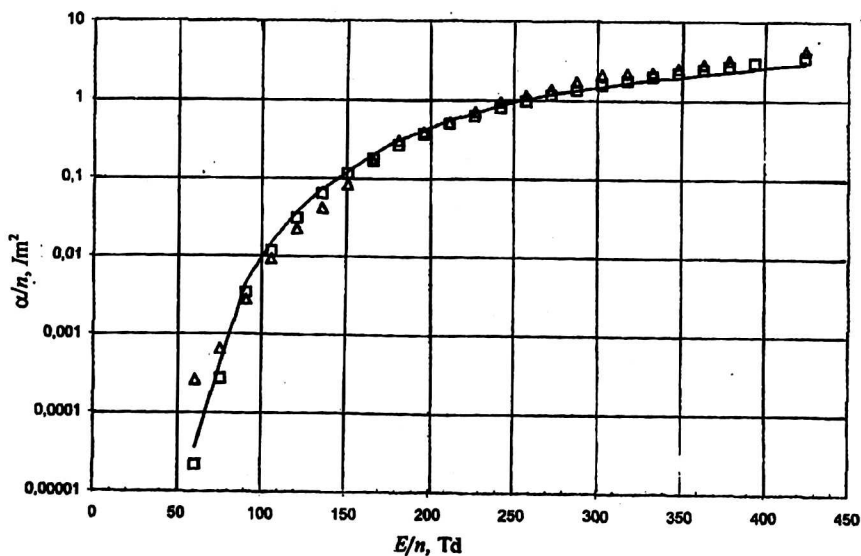


Рис. 4. Зависимость приведенного коэффициента ионизации ( $\alpha/n$ ) от приведенной напряженности поля  $E/n$ :

— данные Боулса [12] и наша экстраполяция;  $\square$  — данные Маша;  $\Delta$  — данные Позина

В табл. 2 представлены результаты расчетов пробойного напряжения в однородном поле в азоте при нормальном давлении по условию (2), а также сравнение с экспериментальными дан-

ными Эренкранц и Финкельмана [13, 14]. Были приняты значения  $\mu = 0,33 \text{ см}^{-1}$ ,  $W = 0,25$ . Коэффициент  $\theta$  изменялся в соответствии с изменением напряженности поля по формуле, пред-

ложенной Шлюмбомом для азота [15] и приведенной в книге Ретера [16, с. 56].

Таблица 2

**СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
ЗНАЧЕНИЙ НАПРЯЖЕНИЙ ПРОБОЯ АЗОТА  
В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ  
ПРИ НОРМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ**

$d$ , см	$V_1$ , кВ	$E_1$ , кВ/см	$\theta$	$V_2$ , кВ	$\epsilon$ , %
0,01	0,87	87,00	0,22	0,87	0,07
0,05	2,50	50,00	0,58	2,49	-0,23
0,10	4,40	44,00	0,8	4,29	-2,49
0,20	7,70	38,50	1,02	7,58	-1,55
0,50	16,50	33,00	1,61	16,21	-1,74
1,00	29,50	29,50	2,93	29,09	-1,38
2,50	65,00	26,00	3,3	65,14	0,22
5,00	122,00	24,40	3,66	121,55	-0,36
10,00	228,00	22,80	4,39	227,28	-0,32
15,00	325,00	21,67	5,49	333,79	2,70
20,00	425,00	21,25	7,32	438,00	3,06

На рис. 5 представлен график кривой Пашена для азота. Сплошная кривая вычислена, точки — результаты эксперимента.

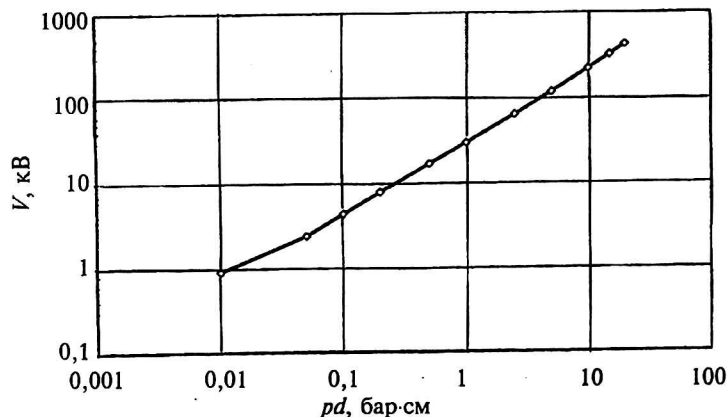


Рис. 5. График кривой Пашена для азота

Как видно, условие (2) удовлетворительно определяет пробойные потенциалы в достаточно

широкой области изменения расстояний между электродами. Доля ошибок в последнем столбце табл. 1 и 2 невелика. Выражение (4), как легко видеть, удовлетворяет закону Пашена. Оно не противоречит также катодным эффектам, которые будут особенно сильными при малых  $pd$ , когда слагаемое  $c/pd$  начинает определять значение  $\alpha/p$ .

При больших  $pd$  этим слагаемым можно пренебречь, поэтому катодные эффекты не должны обнаруживаться.

Совпадение напряжений, вычисленных по формуле (2), с экспериментальными значениями напряжений пробоя позволяет пользоваться ею как простой полуэмпирической формулой.

### Литература

1. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. — М.: Иностран. лит., 1960. С. 605.
2. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. — М.—Л.: Гос. изд-во техн.-теор. лит.-ры. 1950. С. 672.
3. Hamos L.// Ann. d. Phys., 1930. V. 7. P. 875—883.
4. Dunnington F. G.// Phys. Rev., 1931. V. 38. P. 1535—1541.
5. Жуков А. А.// Материалы 6-й межвузовской физ.-мат. науч. конф. ДВ. Хабаровск, 1967. Т. 1. С. 30—37.
6. Zhukov A. A., Beskhebnny S. I., Zhukov P. A., Krupin V. N., Mikitsey Y. I., Tsikun N. K.// Proceed. of the XII Int. conf. on gas discharges, Greifswald, Germany, 1997. V. II. P. 663—666.
7. Phelps A. V., Petrovic Z. Lj.// Plasma Sources, Sci. Technology, 1999 ftp://jila. Colorado.edu/collision\_data/temporary.
8. Bhalla M. S., Craggs J. D., Meek J. M.//Proceed. of the 5-th Int. conf. on ionization phenomena in gases, Munich, 1962. V. I. P. 315—327.
9. Gaballe R., Harrison M. A.// Phys. Rev. 1953. V. 91. P. 1—9.
10. Sanders F. H.// Ibid. 1933. V. 44. P. 1020—1039.
11. Sigmond R. S.// Proc. XVI ICPIG, Dusseldorf, Germany. 1983. P. 174—186.
12. Bawls W. E.// Phys. Rev. 1938. V. 53. P. 293.
13. Ehrenkranz F.// Ibid. 1939. V. 55 P. 219.
14. Finkelmann E.// Arch. Elektrotech. 1937. V. 31. P. 282.
15. Schlumbohm H.// Zs. Angew. Phys. 1958. V. 10. P. 551.
16. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. — М.: Мир. 1968. — 390 с.

## Improvement of sparkover mechanism

A. A. Zhukov

Khabarovsk State Pedagogical University, Khabarovsk, Russia

*Condition of a spark breakdown of a homogeneous gap is offered. It is taken into consideration distribution of excited atoms along a path of a primary avalanche and only those second electrons, which appears from "active area cathode". Accounts of breakdown voltage at normal atmospheric pressure for gaps length from 0,01 up to 20 cm for air and nitrogen are made. The theoretical magnitudes are satisfactory agree with published experimental data.*

\* \* \*