

04:07

## Электронно-оптические исследования начальной фазы субнаносекундного импульсного электрического пробоя газовых промежутков

© С.Н. Иванов, В.В. Лисенков, В.Г. Шпак

Институт электрофизики УрО РАН,  
620016 Екатеринбург, Россия  
e-mail: stivan@ier.uran.ru

(Поступило в Редакцию 22 апреля 2007 г. В окончательной редакции 4 декабря 2007 г.)

Проведены электронно-оптические исследования свечения, сопровождающего пробой сильно перенапряженных газовых промежутков импульсами напряжения с фронтом 1 ns и короче. Перекрытие промежутка свечением сопровождалось развитием волновых ионизационных процессов, начинающихся в газовом объеме и являющихся определяющими на первой стадии пробоя. Динамика развития волн ионизации в межэлектродном промежутке была рассчитана в одномерном приближении. Результаты расчета находятся в качественном согласии с экспериментом. Это позволяет утверждать, что пробой может инициироваться из объема газа, а не с поверхности электродов. Электроды на этой стадии служат в основном для создания электрического поля в промежутке.

PACS: 51.50.+v, 52.80.Mg

### Введение

Исследование механизмов инициирования импульсного электрического пробоя газовых промежутков в субнаносекундном диапазоне времен всегда представляло большой интерес для физики газового разряда, но было ограничено техническими возможностями импульсных генераторов и измерительной аппаратуры. Разработанные в последние годы генераторы позволяют формировать высоковольтные импульсы с фронтом до 100 ps и амплитудой, значительно превышающей напряжение статического пробоя. В этих условиях, как показали наши предыдущие исследования [1,2], на начальной стадии субнаносекундного газового пробоя имеют место разогрев электронов в электрическом поле и ионизация газа электронным ударом. Ультрафиолетовая составляющая свечения, сопровождающего пробой газа, приводит к фотоионизации газа и фотоэмиссии электронов с поверхности электродов. Кроме того, при достаточно высоких отношениях напряженности электрического поля к давлению ( $E/p$ ) в стадии запаздывания пробоя и в начальной стадии коммутации часть свободных электронов может перейти в режим, при котором энергия, приобретаемая ими на единице пути, будет превышать энергию, отдаваемую в неупругих столкновениях. Такой режим принято называть режимом непрерывного ускорения электронов, а электроны — „быстрыми“ или „убегающими“ [3]. При движении быстрые электроны интенсивно ионизируют газовую среду по всей длине межэлектродного промежутка. В результате время формирования пробоя может резко сократиться по сравнению с классическим стримерным [4] механизмом. В дальнейшем формировании пробоя большую роль начинают играть автоэлектронная эмиссия с катода с последующим возможным взрывом

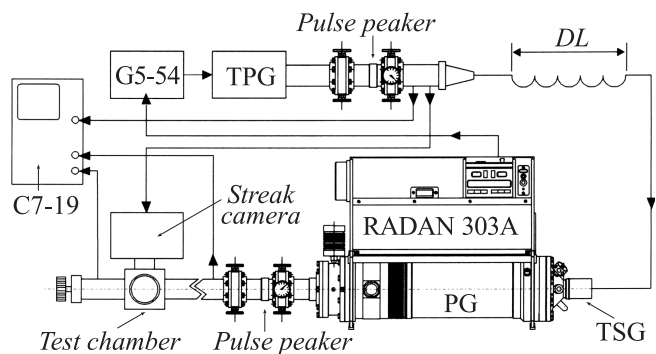
микронеоднородностей на его поверхности [3]. В силу кратковременности вышеперечисленных процессов и пересечения их во времени исследования динамики инициирования субнаносекундного газового пробоя является весьма непростой задачей.

В представленной работе изложены результаты экспериментально-теоретических исследований динамики инициирования и развития пробоя сильно перенапряженных газовых промежутков на начальной стадии (в диапазоне времен короче 1 ns). Статья является продолжением цикла публикаций [1,2,5] по электронно-оптическим исследованиям свечения, сопровождающего субнаносекундный импульсный электрический пробой газовых промежутков.

### Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке (рис. 1), созданной на базе малогабаритного генератора импульсов (ГИ) напряжения РАДАН-303 [6] и позволяющей проводить синхронную регистрацию субнаносекундных импульсов высокого напряжения, прикладываемых к газовому промежутку, с электронно-оптической хронографией свечения, сопровождающего предпробойные и пробойные процессы в промежутке. Высокоскоростная электронно-оптическая хронография [7] в настоящее время является единственным методом, позволяющим определить область зарождения пробоя внутри разрядного промежутка. Устройство установки и методика проведения экспериментов были подробно описаны в работах [8,9].

В экспериментах на газоразрядный промежуток подавался импульс высокого напряжения с плавно регулирующимися параметрами: длительностью на полувывсоте —



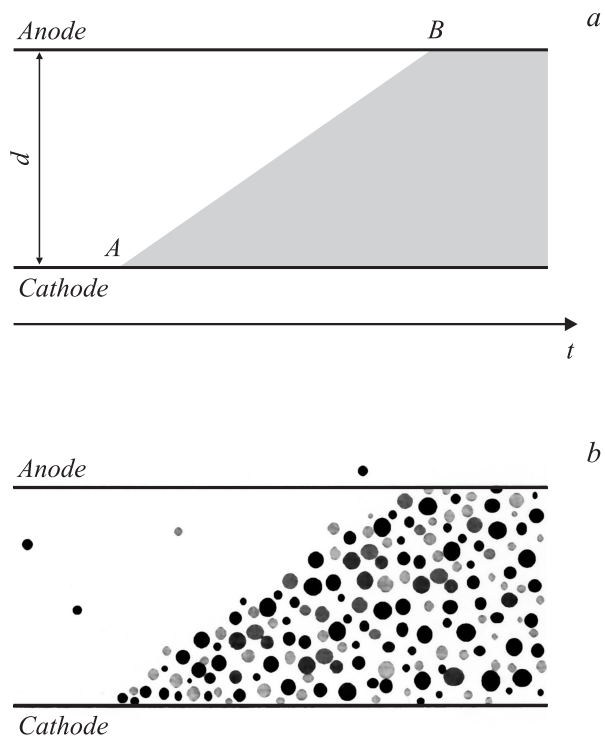
**Рис. 1.** Блок-схема экспериментального комплекса: PG — малогабаритный генератор импульсов напряжения; pulse peaker — формирователь субнаносекундных импульсов типа „Слайсер“, TPG — генератор высоковольтных запускающих импульсов; DL — высоковольтная линия задержки 50 ns; TSG — трехэлектродный управляемый разрядник с искажением поля; streak camera — электронно-оптическая камера „АГАТ-СФЗМ“, G5-54 — генератор импульсов; test chamber — испытательная камера с газовым промежутком.

0.5–3 ns; амплитудой 70–110 kV; скоростью нарастания напряжения на фронте  $7 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{14}$  V/s.

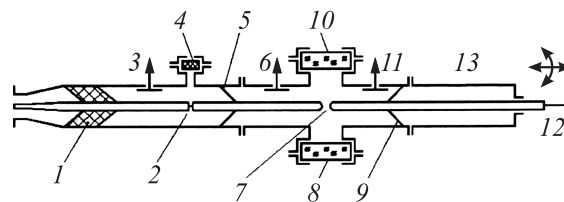
В экспериментах использовалась электронно-оптическая камера „АГАТ СФЗМ“. Она позволила осуществить хронографию свечения с разверткой светового процесса (в спектральном диапазоне от 0.4 до 1.2  $\mu\text{m}$ ) в направлении, параллельном плоскости электродов. В случае если бы пробой промежутка начинался на катоде и распространялся к аноду с постоянной скоростью и яркостью, можно было бы увидеть равномерно светящуюся развертку свечения (рис. 2, *a*). При этом по наклону линии АВ легко можно было бы вычислить среднюю скорость распространения свечения. В реальных условиях такое изображение получить не удастся. Дело в том, что в состав электронно-оптической камеры входят микроканальные усилители яркости и волоконно-оптические диски, а регистрация осуществляется с помощью высококонтрастной фотопленки. В результате непрерывный световой процесс регистрируется в виде пятен различного размера и яркости (рис. 2, *b*). Поэтому в данной работе для наглядности часть экспериментально полученных фоторазверток свечения, сопровождающего пробой газового промежутка, дополнена рисунками, на которых стрелками показаны временные развертки распространяющихся в газе волн ионизации.

Испытательная камера (рис. 3) представляет отрезок 50  $\Omega$  коаксиальной газонаполненной линии с исследуемым газоразрядным промежутком и дополнительным фиксированным обостряющим зазором, выполненными в виде разрывов центрального электрода линии. Узел регулировки позволяет плавно изменять величину исследуемого промежутка с точностью 0.05 mm без разгерметизации корпуса. Камера согласована по волновому сопротивлению с передающей коаксиальной линией

(рис. 3, 13), длиной 25 см. Этой длины достаточно для того, чтобы повторный пробой промежутка импульсами, отраженными от короткозамкнутого конца тракта, происходил значительно позже исследуемого процесса. Напряжение на промежутках регистрировалось с помощью широкополосных емкостных делителей, встроенных в коаксиальный тракт камеры, с помощью осциллографов Tektronix TDS644B и C7-19. Делители выполнены в виде полосок фольгированного стеклотекстолита толщиной 100  $\mu\text{m}$ , наклеенных на внутреннюю поверхность корпуса камеры. Для подключения коаксиальных кабелей в делителях использован соединитель *N*-типа.



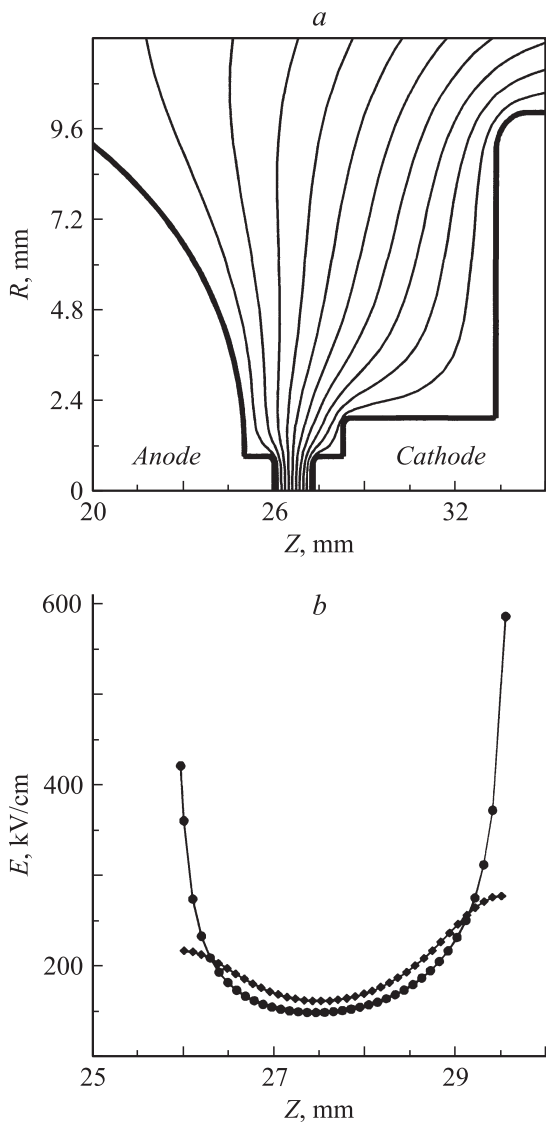
**Рис. 2.** Фоторазвертка светового процесса, протекающего с одинаковой скоростью и яркостью,  $d$  — длина межэлектродного промежутка.



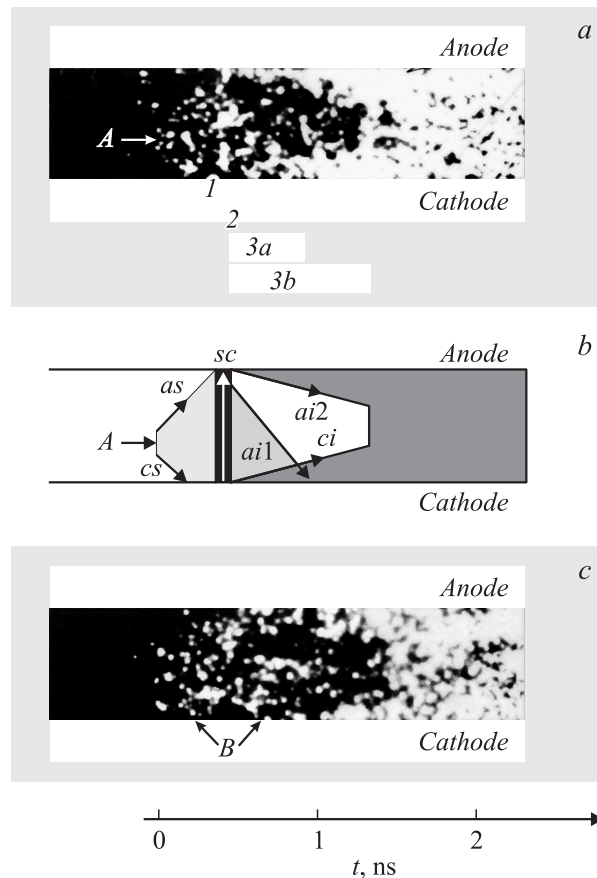
**Рис. 3.** Испытательная камера: 1 — входной изолятор; 2 — обостряющий зазор; 3, 6 и 11 — широкополосные емкостные делители; 4 — окно диаметром 10 mm (оргстекло); 5, 9 — поддерживающие изоляторы; 7 — исследуемый газовый зазор; 8, 10 — катод диаметром 20 mm (стекло); 12 — механизм перемещения электрода; 13 — 50  $\Omega$  короткозамкнутая коаксиальная линия.

## Эксперимент

В качестве исследуемого газа во всех экспериментах использовался азот. Давление изменялось в пределах 4–10 atm. Электроды были выполнены из меди. Конфигурация электродов разрядного промежутка и распределение электрического поля в газовом зазоре представлены на рис. 4. Для привязки канала пробоя к зоне глубины резкости электронно-оптической камеры по оси полусферических электродов были сделаны цилиндрические выступы диаметром 2 mm. Пробой происходил в условиях неоднородного электрического поля у кромки



**Рис. 4.** Распределение электрического поля в газовом зазоре: *a* — конфигурация электродов и карта эквипотенциалей электрического поля в разрядном промежутке. *Z* — ось симметрии системы катод–анод; *b* — распределение напряженности электрического поля вдоль линии, соединяющей точки с максимальными значениями нормальной напряженности поля на закругленных кромках катода и анода (кружки), и вдоль оси симметрии катод–анод (ромбики). *Z* — ось симметрии системы катод–анод.



**Рис. 5.** Развернутые во времени фотографии свечения, сопровождающего пробой газовых промежутков шириной 3.55 mm (азот, 4.5 atm) (*a, c*), компьютерная обработка фотографии (*a*) в масштабе 1:1 (*b*). За нуль временной шкалы принимался момент появления свечения в промежутке. *cs* — катодный стример; *as* — анодный стример; *ai1* и *ai2* — волны анодной ионизации; *ci* — волна катодной ионизации, *sc* — искровой канал.

этих выступов. Измерения проводились только после тренировки поверхности электродов несколькими сотнями импульсов высокого напряжения.

На рис. 5 представлены типичные фотографии свечения, сопровождающего пробой, развернутые во времени в направлении, параллельном плоскости электродов. На газовый промежуток (4.5 atm) подавались импульсы напряжения амплитудой 70 kV, фронтом около 1 ns по уровням 0.1–0.9 и шириной на полувысоте около 2 ns (рис. 6). Скорость нарастания напряжения на фронте импульса в этом случае достигала  $7 \cdot 10^{13}$  V/s. Для расчета распределения электрического поля в газовом зазоре использовалась интерактивная программа SAM [10], при этом радиус кромки принимался равным 0.2 mm. В расчете использовалось амплитудное значение импульса напряжения в передающей линии между ГИ и разрядным промежутком. Были рассчитаны значения напряженности электрического поля вдоль линии, соединяющей точки с максимальными значениями

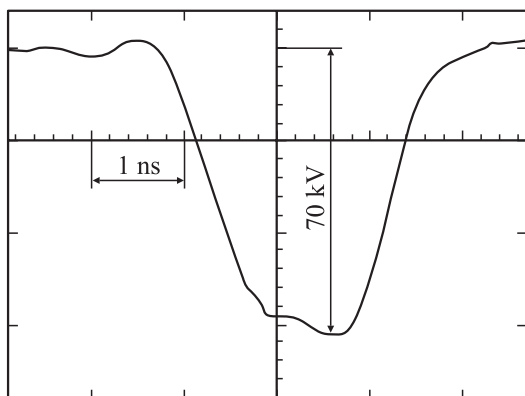


Рис. 6. Импульс высокого напряжения.

нормальной напряженности поля на закругленной части катода и анода, и вдоль оси симметрии катод–анод. Результаты расчета иллюстрируются графиком (рис. 4, *b*). Расчетное значение нормальной компоненты электрического поля у центра плоского участка катода для этой серии экспериментов составляло  $E_1 = 285 \text{ kV/cm}$ , тогда как у кромки катода —  $E_2 = 600 \text{ kV/cm}$ . Понятно, что в предпробойной стадии имеет место удвоение напряжения на разрядном промежутке. Кроме того, при развитии ионизационных процессов в газовом зазоре происходит кратковременное перераспределение электрического поля, в результате чего в отдельных участках зазора напряженность поля может значительно превышать вышеуказанные цифры.

Полученные результаты показали, что процесс перекрытия исследуемого промежутка свечением может быть разделен на три фазы (см. рис. 5). Фаза первая: в объеме газа возникает относительно неяркое свечение, которое начинает распространяться в сторону электродов и достигает их поверхности за время в 200–400 ps. Фаза вторая: промежуток перекрывается яркой перемычкой, особенно хорошо заметной на рис. 5, *a*. Время жизни яркой перемычки составляет 100–150 ps. Третья фаза сопровождается одновременным развитием двух процессов: обозначим их как фазы 3*a* и 3*b*. С поверхности анода начинает распространяться свечение (участок 3*a* временной развертки), достигающие катода примерно за 500 ps. Параллельно с фазой 3*a* на поверхности обоих электродов возникает более интенсивное свечение, достигающее центра промежутка за время 800–900 ps (фаза 3*b*).

Следует отметить, что свечение, сопровождающее первую фазу формирования пробоя, может начинаться как в какой-то локальной точке газового зазора (рис. 5, *a*), так и в значительной части объема газоразрядного промежутка (рис. 5, *c*). В частности, на фотографии видно, что первоначально свечение возникло в точке А, отстоящей от катода на расстоянии, составляющем 30–35% от общей длины межэлектродного зазора.

Эксперименты были повторены в диапазоне давлений 4–10 atm, при этом на газовый диод подавались

импульсы напряжения с фронтом 0.5–1 ns (по уровням 0.1–0.9) и максимальной скоростью нарастания напряжения на фронте до  $2 \cdot 10^{14} \text{ V/s}$ . В этом случае напряженность электрического поля (расчет также проводился по амплитуде импульса) у центра наиболее выступающей части катода изменялась в пределах  $E_1 = 285\text{--}600 \text{ kV/cm}$ , а у кромки катода —  $E_2 = 0.6\text{--}1.1 \text{ MV/cm}$ . В таких условиях общее время формирования пробоя сокращалось до 400–500 ps, увеличивалась скорость перекрытия промежутка свечением, тем не менее общая картина развития пробоя при этом качественно не менялась.

## Обсуждение результатов эксперимента

Возникающее первым свечение (фаза 1), скорее всего, является следствием ионизации газа под действием расширяющейся в нем электронной лавины. Причем одновременно могут возникать несколько электронных лавин. В пользу этого предположения говорит и тот факт, что далеко не всегда удается точно определить точку в газовом промежутке, из которой начинается пробой, поскольку таких точек может быть несколько. В результате на фотографиях наблюдаются наложение друг на друга изображений нескольких лавин и размывание начального участка фоторазвертки пробоя (рис. 5, *c*). Электронная лавина искажает электрическое поле в промежутке, что приводит к образованию вторичных электронов за счет ионизации газа в зонах усиленного поля. К катоду и аноду начинают распространяться плазменные образования (катодный {*cs*}- и анодный {*as*}-стримеры) со скоростью около  $5 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$  (все вычисления в этом разделе проведены для рис. 5, *a*). Когда анодный и катодный стримеры достигают поверхности электродов, между ними возникает яркая перемычка или искровой канал (фаза 2). При этом скорость распространения искрового канала (*sc*) превышает  $2 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$ . В свою очередь, образование искрового канала вызывает распространение двух новых волн ионизации с анода (*ai1* и *ai2*). Волна *ai1* (фаза 3*a*) распространяется от анода к катоду со скоростью  $V_{ai1} = 7 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ , а волна *ai2* (фаза 3*b*) — со скоростью  $V_{ai2} = 2 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ . Развитие этих волн ионизации, скорее всего, инициировано вторичной эмиссией с анода под действием пучков электронов с разной энергией. Одновременно с волной *ai2* с катода начинает распространяться волна ионизации (*ci*) (фаза 3*b*) со скоростью  $V_{ci} = 2 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ . Эта волна, очевидно, является следствием автоэмиссионных, а возможно уже и взрывоэмиссионных, процессов с поверхности катода. По всей вероятности, волны *ai2* и *ci* обеспечивают основное нарастание проводимости искрового канала. При распространении этих волн происходит усиление электрического поля в центре промежутка в слабоионизованной зоне между их границами. В определенный момент времени (конец фазы 3*b*) происходит окончательный пробой этой зоны (ситуация аналогична пробую электрического конденсатора). В нашем эксперименте конец фазы 3*b* соответствует току в газовом промежутке  $\sim 1.4 \text{ kA}$  и выше.

## Моделирование процессов в газе

Нами была предпринята попытка качественной интерпретации результатов экспериментов с помощью одномерной численной модели, состоящей из балансных уравнений для концентраций электронов ( $n_e$ ), ионов ( $n_i$ ), возбужденных молекул ( $n_*$ ) и уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e(E)}{\partial x} = \nu_i(E) n_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \nu_i(E) n_e, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_*}{\partial t} = \nu_e(E) n_e - \frac{n_*}{\tau_r}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) \quad (4)$$

с граничными условиями на катоде

$$\varphi = 0, \quad j_e = \gamma_i \mu_i E n_i + \gamma_{ph} \int_0^a \frac{n_*}{\tau_r} dx \quad (5)$$

и на аноде

$$\varphi = U_p(t), \quad (6)$$

где  $\varphi$  — потенциал,  $E$  — напряженность электрического поля,  $v_e$  — скорость дрейфа электронов,  $\mu_i$  — подвижность ионов,  $\nu_i$  и  $\nu_e$  — частота ионизации и возбуждения,  $\gamma_i$  — коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии,  $\gamma_{ph}$  — коэффициент фотоэмиссии. Константы процессов с участием электронов находились с помощью функции распределения электронов по энергиям, полученной в результате моделирования движения электрона методом Монте-Карло. Необходимые для расчетов сечения и константы были взяты такими же, как и в работе [11]. Расчеты проводились для условий, близких к экспериментальным, т. е. для азота при давлении 4 atm и длине межэлектродного промежутка  $d = 3$  mm. Напряжение на электродах аппроксимировалось функцией

$$U_p(t) = \begin{cases} \frac{U_0}{\tau_f} t, & t < \tau_f, \\ U_0, & t \geq \tau_f, \end{cases}$$

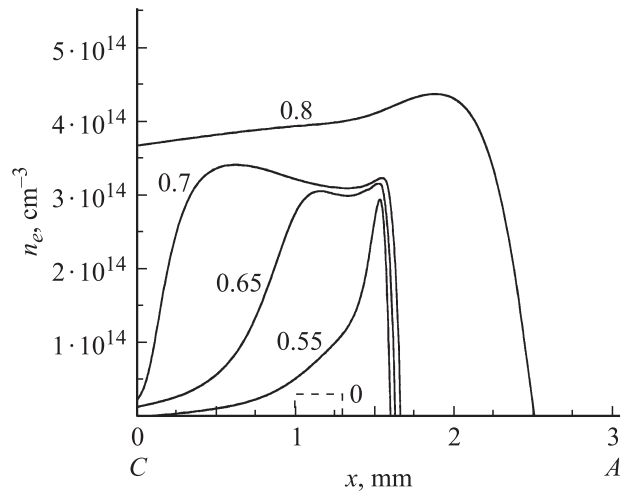
где  $\tau_f = 10^{-9}$  s — длительность фронта нарастания напряжения,  $U_0 = 100$  kV — амплитуда импульса напряжения.

Было просчитано несколько вариантов задачи с различными начальными условиями. Наилучшее качественное совпадение с наблюдаемой в эксперименте картиной свечения, представленной на рис. 5, дает вариант, в котором делается предположение, что один или несколько начальных свободных электронов расположены на расстоянии  $\approx 1/3d$  от катода в небольшой области величиной  $\approx 0.1d$ . Такая флуктуация фоновых электронов вполне вероятна, с учетом того, что при их средней концентрации  $\sim 10^3$  cm $^{-3}$  во всем межэлектродном объеме

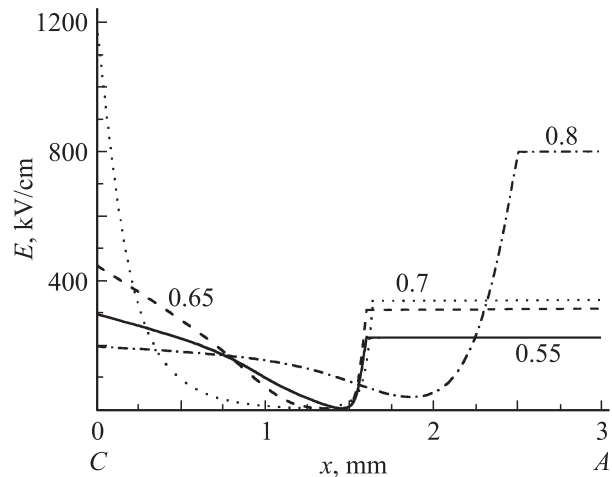
их число измеряется единицами. С точки зрения формализма модели это соответствует следующим начальным условиям: в промежутке, в интервале от 1 до 1.3 mm от катода,  $n_{e,i} = 10^4$  cm $^{-3}$ ; в остальном объеме  $n_{e,i} = 0$ .

Под действием электрического поля электроны дрейфуют к аноду и производят ионизацию газа (рис. 7), оставляя позади себя положительно заряженные ионы, аналогично тому как это происходит в электронной лавине. В результате электрическое поле искажается так, что в области максимальной концентрации электронов поле спадает практически до нуля (рис. 8).

Таким образом, рост концентрации и дрейф электронов в этой области резко замедляются. По мере приближения к катоду поле возрастает до максимума, что резко усиливает ионизацию в этой области электронами, вылетевшими с катода вследствие фотоэмиссии. В результате происходит приближение плазменной об-

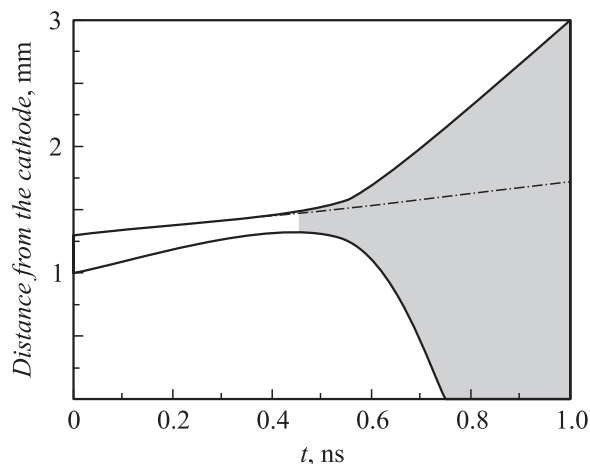


**Рис. 7.** Кривые изменения концентрации электронов в газовом промежутке в различные моменты времени ( $ns$ ). По оси абсцисс отложено расстояние катод (C)—анод (A).



**Рис. 8.** Кривые изменения напряженности электрического поля в промежутке в различные моменты времени ( $ns$ ). По оси абсцисс отложено расстояние катод (C)—анод (A).





**Рис. 9.** Развитие волн ионизации и свечения в промежутке. Серый фон — видимое свечение газа.

ласти к катоду. После формирования катодного слоя, обеспечивающего достаточное поступление электронов с катода, происходит перераспределение электрического поля. Оно усиливается между плазменным столбом и анодом и ослабевает внутри столба. Около плазменного столба в области усиленного поля к моменту времени 0.7 ns по различным причинам (убегание, фотоионизации и т.п.) может оказаться некоторое количество электронов. Эти электроны, двигаясь и интенсивно ионизуя газ, приближают тем самым плазменный столб к аноду. При таком развитии событий во временной развертке должно наблюдаться два ионизационных фронта, направленных к катоду и аноду соответственно (рис. 9). Причем катодонаправленная волна будет двигаться быстрее и раньше достигнет электрода. Такая картина находит качественное экспериментальное подтверждение (см. рис. 5). На рис. 5, с стрелками показана область В, на которой четко видна граница плазменного слоя у катода.

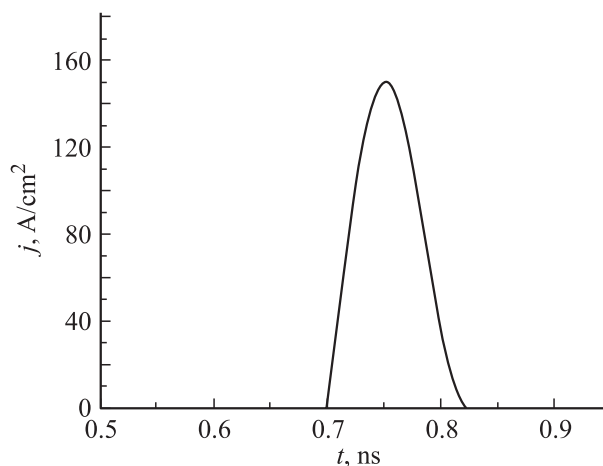
Известно, что при формировании разряда под действием нано- и субнаносекундных импульсов при давлении порядка атмосферного появляются „быстрые“ электроны, энергия которых сравнима с ускоряющим напряжением [12,13]. Их наличие может оказать влияние на динамику формирования пробоя. Это обусловлено тем, что высокая проникающая способность быстрых электронов и тормозных квантов приводит к ионизации газа вдали от первичных центров ионизации, в результате чего разряд теряет пространственно компактную форму, приобретая диффузный или многоканальный характер [14]. Критерий перехода от стримерного механизма газового разряда к непрерывному ускорению электронов сформулирован в работе [3] как  $E_c/p = 3.88 \cdot 10^3 Z/I$ , где  $E_c$  — критическое поле в  $V/(cm \cdot Torr)$ ,  $Z$  — атомный номер газа,  $I$  — средняя энергия неупругих потерь в электрон-вольтах. Для азота  $Z = 14$ ,  $I = 75-80$  eV,  $E_c/p = 590 V/(cm \cdot Torr)$ . Критическое поле  $E_c$  для азота при 4.5 atm равняется 1.946 MV/cm. Однако с некоторой

вероятностью электроны могут переходить в режим непрерывного ускорения и при меньших значениях поля. В нашем эксперименте напряженность электрического поля у кромки катода была 0.6–1.1 MV/cm, среднее поле в промежутке при этом было  $\approx 0.394$  MV/cm, т.е. отношение  $E/E_c = 0.2-0.57$ . Поэтому возможность появления „быстрых“ электронов необходимо анализировать на разных стадиях пробоя с учетом неоднородного распределения электрического поля в межэлектродном промежутке (рис. 8).

Одним из распространенных методов такого анализа является моделирование движения электронов методом Монте-Карло. Результаты моделирования показывают, что эффективный переход в режим непрерывного ускорения происходит только в тот момент, когда плазменный столб вплотную подходит к катоду и между ними возникает напряженность поля  $\sim 1$  MV/cm и выше.

На рис. 10 показана расчетная зависимость плотности тока „быстрых“ электронов, достигнувших анода. Видно, что плотность тока „быстрых“ электронов составляет  $\sim 10^2$  A/cm<sup>2</sup> и длительность импульса  $\approx 10^{-10}$  s. На рис. 9 продемонстрированы два варианта развития ионизационного фронта, направленного к аноду. Штрихпунктирной линией показан ионизационный фронт, являющийся следствием только фотоионизационных процессов, сплошной — с учетом влияния быстрых электронов. Видно, что участие быстрых электронов примерно в 4 раза (а реально, может быть и более, поскольку их вклад оценен лишь в первом приближении) увеличивает скорость распространения анодонаправленной волны ионизации. На рис. 5 фаза 2, длящаяся около 100–150 ps, где скорость распространения свечения превышает  $2 \cdot 10^9$  cm/s, по нашему мнению, соответствует моменту появления и распространения пучка „быстрых“ электронов“.

Однако следует отметить, что ионизация газовой среды „быстрыми“ электронами пренебрежимо мала по сравнению с ионизацией плазменными („медленными“)



**Рис. 10.** Зависимость плотности тока быстрых электронов от времени.

электронами по двум причинам. Во-первых, концентрация „быстрых“ электронов составляет  $\sim 0.1\text{--}1\%$  от полной концентрации электронов. Во-вторых, время существования потока „быстрых“ электронов составляет менее 0.1 от полного времени формирования пробоя. Их роль в формировании фронта волны ионизации состоит в том, что пересекая пространство между границей ионизационного фронта и анодом, они слабо ионизуют газ, образуя „затравочные“ электроны, инициирующие новые лавины, которые в совокупности и „продвигают“ ионизационный фронт к аноду.

В расчетах не принимались во внимание сложные эмиссионные процессы на электродах. Заметную роль они начинают играть при подходе плазменного столба вплотную к катоду, когда электрическое поле достигает величины порядка 1 MV/cm. В этот момент времени формирование проводящей плазменной среды уже завершено. Далее происходит формирование катодного слоя, обеспечивающего постановку электронов в плазменный столб. Детальная проработка этой стадии представляет собой самостоятельную задачу. Для упрощения задачи было предположено в расчетах, что в момент подхода плазменного столба к катоду мгновенно формируется катодный слой, обеспечивающий необходимую эмиссию электронов и обладающий несущественным падением напряженности по сравнению с напряжением на электродах. Данная ситуация имеет место в объемных разрядах атмосферного давления.

## Выводы

Проведенные экспериментально-теоретические исследования процессов инициирования и развития пробоя сильно перенапряженных газовых промежутков импульсами напряжения с фронтом 1 ns и короче показали, что ионизационные процессы, приводящие к пробоям, начинаются в объеме газа, а не на поверхности электродов. Перекрытие промежутка свечения сопровождается развитием волновых ионизационных процессов, начинающихся в газовом объеме и являющихся определяющими на первой стадии пробоя. Динамика развития волн ионизации сильно зависит от начального распределения свободных электронов в газовом промежутке. В результате развития волн ионизации и перераспределения электрического поля в разрядном промежутке у катода на очень короткое (до 100 ps) время формируется область усиленного поля с напряженностью, достаточной для начала эмиссионных процессов на катоде и появления в прикатодной области короткого пучка быстрых электронов.

Авторы благодарят проф. Е.А. Литвинова за обсуждение результатов и полезные советы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-16477) и президиума УрО РАН (интеграционный проект фундаментальных исследований УрО и СО РАН).

## Список литературы

- [1] *Иванов С.Н., Литвинов Е.А., Шпак В.Г.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 17. С. 23–32.
- [2] *Ivanov S.N., Litvinov E.A., Shpak V.G.* // Изв. вузов. Физика. 2006. № 11. Приложение. С. 324–327.
- [3] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газа. М.: Наука, 1991. 223 с.
- [4] *Рёттер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 390 с.
- [5] *Иванов С.Н.* // ДАН. 2004. Т. 399. № 4. С. 472–476.
- [6] *Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* и др. / ПТЭ. 1993. № 1. С. 149–155.
- [7] *Бутслов М.М., Степанов Б.М., Фанченко С.Д.* Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. М.: Наука, 1978. 272 с.
- [8] *Иванов С.Н., Шпак В.Г., Шунайлов С.А.* и др. // ПТЭ. 2000. № 5. С. 51–55.
- [9] *Ivanov S.N., Shpak V.G., Shunailov S.A.* et al. // Proc. XIII. Symp. on Gas Discharges and their Applications. Glasgow, GB, 2000. P. 497–500.
- [10] *Туунов М.А., Фомель Б.М., Яковлев В.П.* SAM-Интерактивная программа для расчета электронных пушек на миниЭВМ. Препр. ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1989. № 89. 66 с.
- [11] *Осипов В.В., Лисенков В.В.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 10. С. 27–33.
- [12] *Babich L.P.* Highenergy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases. Theory, Experiment and Natural Phenomena. ISTC Sci. and Techn. Ser. Vol. 2. Futerpast. Arlington, Virginia, 2003.
- [13] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49.
- [14] *Станкевич Ю.Л.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 7. С. 1476–1485.