

Б. Э. Пек, А. В. Самусенко, Ю. К. Стишков

МОДЕЛИРОВАНИЕ КАТОДОНАПРАВЛЕННОГО СТРИМЕРА В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Введение. Основным методом, используемым для компьютерного моделирования развития стримера в газах, – решение системы уравнений в частных производных для концентраций частиц и электрического поля в осесимметричном приближении [1, 2]. В [3] этот метод был описан для моделирования развития электронных лавин в неоднородном электрическом поле; были выявлены эффекты значительного отклонения профиля лавины от функции Гаусса вплоть до появления локального максимума концентрации электронов у поверхности активного электрода. При увеличении напряжения в той же системе становится возможен следующий после лавины этап разряда – лавинно-стримерный переход [4] с последующим развитием стримера. Моделирование этих явлений описано в данной работе.

Использована упрощённая модель воздуха, включающая лишь основные реакции, что позволило выявить влияние отдельных механизмов ионизации на структуру и динамику развития стримера. В отличие от [3] кинетические эффекты не учитываются, применяется дрейфово-диффузионное приближение, поскольку оно отражает все основные закономерности развития лавин и стримеров, приведённые в [2]. Система уравнений в частных производных решалась в программном пакете Comsol методом конечных элементов.

Постановка задачи. Система уравнений состоит из транспортных уравнений для положительных и отрицательных ионов и электронов и уравнения Пуассона:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} \left[-D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \vec{E} \right] = \nu_{\text{ion}}(E) n_e - \nu_{\text{att}}(E) n_e - c_{ee} n_e n_+ + S_{\text{ph}} + S_{\text{un}}, \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} \left[-D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \vec{E} \right] = \nu_{\text{ion}}(E) n_e - c_{ee} n_e n_+ - c_{ii} n_+ n_- + S_{\text{ph}} + S_{\text{un}}, \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div} \left[-D_- \nabla n_- - \mu_- n_- \vec{E} \right] = \nu_{\text{att}}(E) n_e - c_{ii} n_+ n_-, \\ \Delta \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_+ - n_- - n_e); \quad \vec{E} = -\nabla \varphi. \end{array} \right. \quad (1)$$

Здесь n_e , n_+ и n_- – концентрации соответственно электронов, положительных и отрицательных ионов, φ – электрический потенциал. Функция источника для электронов учитывает рождение за счёт ударной ионизации с частотой $\nu_{\text{ion}}(E)$, гибель при прилипании с частотой $\nu_{\text{att}}(E)$, гибель при электрон-ионной рекомбинации с коэффициентом c_{ee} . Функция источника для положительных ионов учитывает рождение за счёт ударной ионизации и гибель при электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации (для последней задан коэффициент c_{ii}).

Функция источника для отрицательных ионов учитывает их рождение за счёт прилипания электронов к нейтральным частицам и гибель при ион-ионной рекомбинации. Зависимости частоты ионизации и прилипания от напряжённости поля определены путём аппроксимации экспериментально полученных кривых, приведённых в [2, 5–8].

Коэффициент электрон-ионной рекомбинации задан постоянным: $10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$, так как он слабо меняется в исследуемом диапазоне напряжённости электрического поля [5].

Для моделирования выбрана одна из простейших систем электродов с неоднородным полем: сфера-сфера. Радиус внутренней сферы 1 мм, внешней – 2,01 мм. Поле слабонеоднородное: отношение максимального поля к среднему в отсутствие объёмного заряда равно двум.

Расчётная область разделена на две. В области А (рис. 1) решаются все уравнения системы (1), а в области В – только уравнение Пуассона и уравнение на концентрацию фотонов. Разделение на две области позволяет сэкономить расчётные ресурсы. Оно возможно, поскольку заряженные частицы (электроны и ионы) присутствуют практически только в области А, но объёмный заряд возмущает электрическое поле на расстоянии порядка нескольких радиусов стримера.

Граничные условия, обозначенные на рисунке, представлены в таблице.

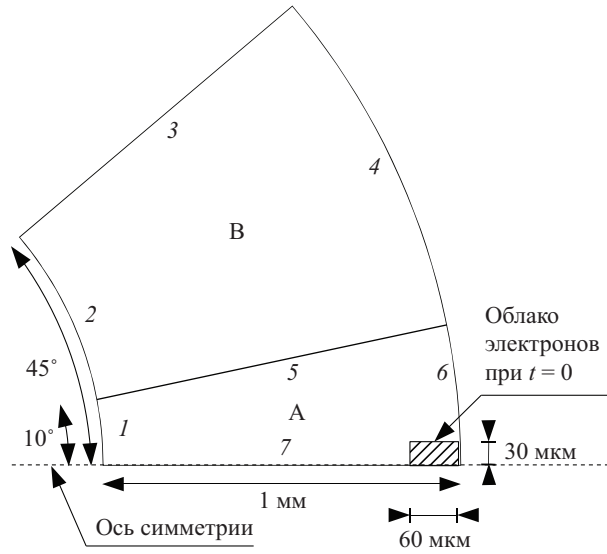


Рис. 1. Схема расчётной области

Граничные условия

Р	Электрический потенциал φ	Концентрации электронов n_e , ионов n_+ и n_-	Концентрация фотонов n_{ph}
1	$\varphi = 0$	$-D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \vec{E} = 0$	$n_{ph} = 0$
2	$\varphi = 0$	–	$n_{ph} = 0$
3	$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = E_n = 0$	–	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$
4	$\varphi = -10 \text{ кВ}$	–	$n_{ph} = 0$
5	–	$-D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \vec{E} = 0$ $-D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \vec{E} = 0$ $-D_- \nabla n_- - \mu_- n_- \vec{E} = 0$	–
6	$\varphi = -10 \text{ кВ}$	$-D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \vec{E} = 0$ $-D_- \nabla n_- - \mu_- n_- \vec{E} = 0$	$n_{ph} = 0$
7	$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial n_e}{\partial n} = 0; \frac{\partial n_+}{\partial n} = 0; \frac{\partial n_-}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$

В качестве начальных условий (НУ) вблизи катода задано начальное облако электронов: начальная концентрация электронов в облаке задана на уровне 10^{16} 1/м^3 , в остальном пространстве начальная концентрация электронов задана равной нулю. Концентрации других частиц в начальный момент времени предполагаются равными нулю. Напряжение равно 5 кВ и неизменно во времени.

Для выявления влияния разных источников ионизации на структуру и динамику стримера рассмотрены три качественно разные модели: без фотоионизации и внешнего

источника ($S_{\text{ph}} = 0, S_{\text{un}} = 0$), с внешним источником ионизации ($S_{\text{ph}} = 0, S_{\text{un}} \neq 0$) и с фотоионизацией за счёт излучения стримера ($S_{\text{ph}} \neq 0, S_{\text{un}} = 0$). Далее фотоионизация и ионизация внешним источником называются для краткости дополнительными источниками ионизации (в противовес ударной ионизации, основному источнику).

Для учёта внешнего источника ионизации (например, подсветки ультрафиолетом) к функции источников электронов и положительных ионов добавлялись соответствующее дополнительное слагаемое

$$S_{\text{un}} = \frac{n_{\text{max}} - n_e}{\tau},$$

где n_{max} – максимальная фоновая концентрация свободных электронов, которую может обеспечить внешний источник ионизации, τ – характерное время, за которое источник выводит концентрацию на фоновый уровень. В приведённых результатах задавались значения $\tau = 0,01$ нс; $n_{\text{max}} = 10^7$ м⁻³. Такой источник обеспечивает постоянную однородную концентрацию электронов в области вокруг стримера.

Для учёта фотоионизации излучением стримера в систему уравнений добавлялось стационарное уравнение диффузии для фотонов высоких (около потенциала ионизации молекулы кислорода и выше) энергий, способных привести к фотоионизации молекул воздуха:

$$-\Delta n_{\text{ph}} = -l^2 n_{\text{ph}} + g v_{\text{ion}}(E) n_e, \quad (2)$$

где l – коэффициент поглощения ионизирующего излучения в воздухе; n_{ph} – концентрация фотонов. Безразмерный коэффициент g (коэффициент мощности фотоионизации) характеризует отношение частоты производства ионизирующих фотонов к частоте ударной ионизации. В [10] указано, что он практически не зависит от напряжённости поля. Изменяя этот коэффициент, мы изменяем мощность ионизирующего излучения головки и, таким образом, можем изменять влияние фотоионизации на развитие стримера.

Для учёта фотоионизации в функции источника для электронов и положительных ионов присутствовало слагаемое, описывающее появление ион-электронной пары при поглощении фотона S_{ph} :

$$S_{\text{ph}} = c l n_{\text{ph}}, \quad (3)$$

где c – скорость света в вакууме.

Уравнение (2) является приближённым способом описания фотонов. Обоснование применимости такого метода для условий данной задачи (атмосферное давление, размеры расчётной области не более 1 мм) можно найти в статье [9].

Источник S_{ph} (фотоионизация излучением головки) даёт неоднородную концентрацию затравочных электронов – при удалении от головки она падает. Источник S_{un} (ионизация внешним источником), напротив, даёт однородную концентрацию затравочных электронов во всей расчётной области.

Анализ результатов.

Фаза лавины и лавинно-стримерный переход. Проанализируем основные этапы развития стримера. На рис. 2, 3 показано изменение концентрации электронов в процессе лавинно-стримерного перехода и дальнейшего прорастания встречного положительного стримера к катоду. Здесь и ниже приведены результаты для модели с фотоионизацией излучением стримера с коэффициентами $g = 10^{-6}$ и $l = 10^3$ м⁻¹. Облако электронов, заданное начальными условиями, движется от катода к аноду. Количество электронов в нём постепенно нарастает под действием ударной ионизации, а радиус облака увеличивается из-за диффузии. Объёмный заряд пока слишком мал, чтобы заметно

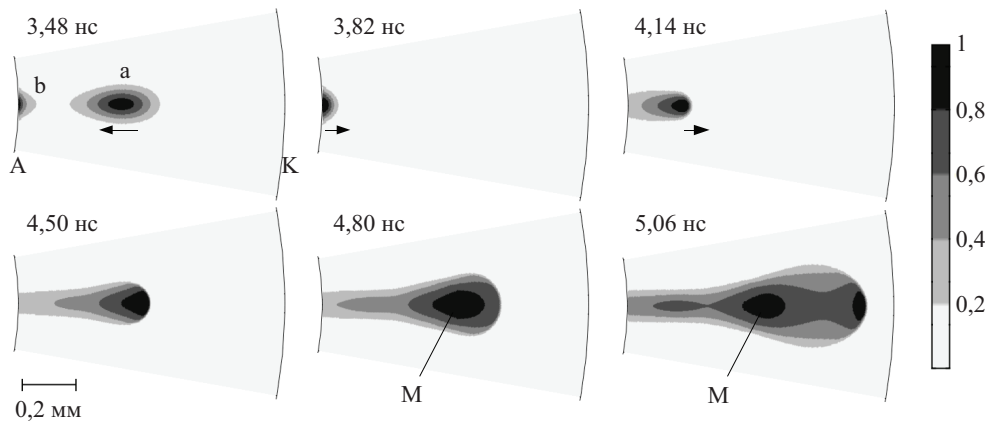


Рис. 2. Концентрация электронов в области в разные моменты времени; *a* – старый *b* – новый локальные максимумы концентрации в лавинной фазе: концентрации нормированы на максимум, К – катод, А – анод, М – локальный максимум концентрации

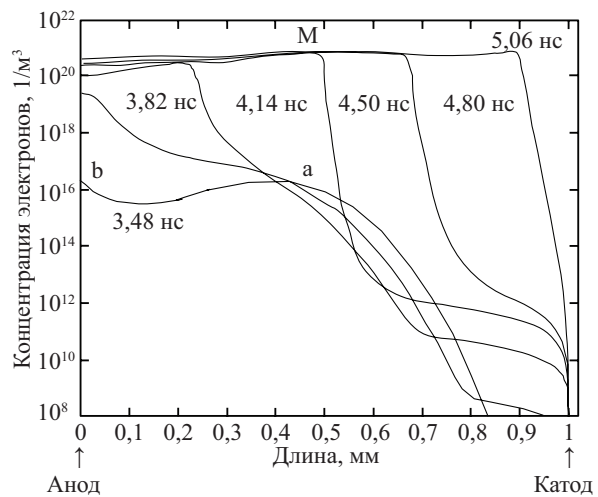


Рис. 3. Концентрация электронов вдоль оси симметрии в разные моменты времени; *a* – старый *b* – новый локальные максимумы концентрации в лавинной фазе: М – локальный максимум концентрации

изменить электрическое поле – это так называемая фаза лавины. Она подробно описана в [3], здесь мы не будем на ней останавливаться. В [3] также подробно описан эффект «втягивания» лавины в область слабонеоднородного поля. Этот эффект наблюдался и в названной модели: в определённый момент помимо основного («старого») максимума концентрации возникает второй («новый»), непосредственно на поверхности электрода (рис. 2, 3, $t = 3,48$ нс). Появление нового максимума вызвано первыми немногочисленными электронами, достигшими анода. Из-за диффузии отдельные электроны достигают анода раньше, чем центральная часть лавины. Эти электроны из-за высокой напряжённости поля вблизи анода и, как следствие, высокой частоты ионизации приводят к быстрому повышению концентраций непосредственно у поверхности анода. Здесь образуется новый максимум, который быстро обгоняет старый по величине, и в момент $t = 3,82$ нс старый максимум становится незаметным на его фоне. Тем не менее, поскольку скорость ионизационных процессов значительно выше скорости

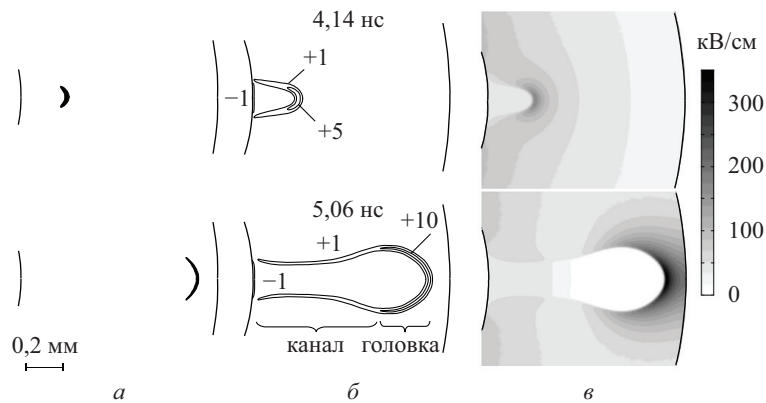


Рис. 4. Контурные графики интенсивности ионизации $v_{\text{ion}} \cdot n_e$ (а), распределения объёмного заряда (б) и напряжённости электрического поля (в) в межэлектродной области в два момента времени: 4,14 и 5,06 нс

дрейфа электронов, некоторая относительно малая концентрация электронов остаётся и в отдалении от анода.

Этапы развития стримера. Появлению стримера предшествует описанный выше этап, в конце которого лавина коснулась своей передней частью анода. Электроны быстро уходят на анод, и в прианодном слое постепенно накапливается нескомпенсированный положительный заряд (рис. 4б), который через некоторое время начинает существенно влиять на внешнее электрическое поле, вытесняя его из области повышенной концентрации электронов на границу этой области (рис. 4в). Туда же смещается и область повышенной ионизации (рис. 4а). Это приводит к повышению концентрации ионизованных частиц перед границей, и область повышенной концентрации заряженных частиц вновь изменяет свои границы. От анода начинает прорастать положительный стример навстречу лавине – в этом смысле его можно назвать «отражённым» стримером. При этом область повышенной концентрации электронов переходит в состояние плазмы – поле отсюда вытеснено, объёмного заряда практически нет.

Это соответствует сложившимся представлениям о структуре сформировавшегося стримера, для которого характерно наличие плазменного канала, чьё поле вытеснено на внешнюю границу канала [4]. Максимум поля при этом оказывается на передней границе эллипсовидной головки канала (см. рис. 4в). Если лавина развивалась в поле, образованном электродами, практически не влияя на него, то с момента образования стримерного канала проводящая область прорастает за счёт вновь образующейся плазмы и максимум поля смещается от поверхности электрода на внешнюю границу головки стримера, ближе к противоэлектроду. Этот максимум становится новым центром ионизационных процессов, в которых в качестве затравочных электронов участвуют электроны начальной лавины. В результате ионизации возникает новая плазменная область с высокой концентрацией электронов, удлиняющая канал стримера, а максимум поля вновь смещается в направлении к противоэлектроду. Так движется волна ионизации.

Следует отметить, что, хотя в результате лавинной ионизации концентрация электронов в области головки стримера увеличивается на порядки по сравнению с концентрацией в окружающем стример воздухе, однако для поддержания ионизационных

процессов необходимо наличие затравочных электронов перед ней, на некотором расстоянии от головки. В качестве затравочных электронов могут выступать оставшиеся от первоначальной лавины и вновь образовавшиеся в результате фотоионизации газа излучением стримера или ионизации газа внешним источником.

Скорость прорастания стримера есть скорость волны ионизации, которая может быть значительно выше скорости перемещения лавины [2]. Интенсивность ионизации перед головкой стримера также значительно выше, чем в лавине, при этом в момент образования волны ионизации лавина коснулась анода только своим передним краем, а её основная часть всё ещё находится в воздухе. Поэтому на начальном этапе стример прорастает через исходную лавину, а её немногочисленные (по сравнению с концентрацией электронов в плазме стримера) электроны служат для стримера затравочными (это будет показано ниже).

В сформировавшемся виде стример имеет эллипсоподобную плазменную головку, окаймлённую тонким слоем объёмного заряда (см. рис. 4б), и цилиндрический «плазменный» канал. Электрическое поле в канале и головке стримера существенно понижено, а перед головкой повышено, зона максимальной ионизации локализуется непосредственно перед головкой стримера (см. рис. 4а, $t = 4,14$ нс). Полученная в модели структура катодонаправленного стримера имеет свой традиционный вид (рис. 4б и 4в при 4,14 нс), описанный в литературе [2]: квазинейтральная плазменная область с пониженным электрическим полем в канале стримера и область повышенной напряжённости поля перед головкой стримера.

В головке стримера и на границе стримерного канала находится нескомпенсированный положительный электрический заряд, образованный положительными ионами. Такая структура с ярко выраженным стримерным каналом, замкнутым на электрод, и чётко ограниченной головкой характерна для положительных стримеров. Отрицательные же стримеры имеют диффузный вид, со слабовыраженной структурой головки [1].

В [2] обосновано введение параметров стримерного канала, которые можно назвать интегральными, поскольку они характеризуют его как цельную проводящую структуру. Они позволяют наглядно представить динамику развития стримера и используются и в других работах [1]. Мы определим интегральные параметры следующим образом:

- а) длина стримера, которую мы будем понимать как расстояние от поверхности анода до максимума электрического поля перед головкой;
- б) скорость роста стримера, которую мы определим как производную по времени от его длины;
- в) эффективный радиус головки, который мы определим как удвоенное расстояние между максимумом напряжённости и точкой перед головкой, в которой поле падает в 2,25 раза по сравнению с максимальным.

Последнее определение связано с тем, что радиус головки влияет на динамику стримера прежде всего тем, что задаёт характерный масштаб падения поля перед головкой [2]. В упрощённой аналитической модели из того же источника предполагается, что поле перед головкой можно приближённо считать полем от сферического проводника: оно спадает по закону обратных квадратов. Легко убедиться, что использованное нами определение даёт точный результат – радиус сферы – для случая сферического заряженного проводника; для стримера же, головка которого имеет сложную форму, это будет лишь некоторый характерный пространственный масштаб головки.

Интегральные параметры позволяют описать влияние различных источников ионизации на динамику стримера. На рис. 5 приведены зависимости длины стримера от

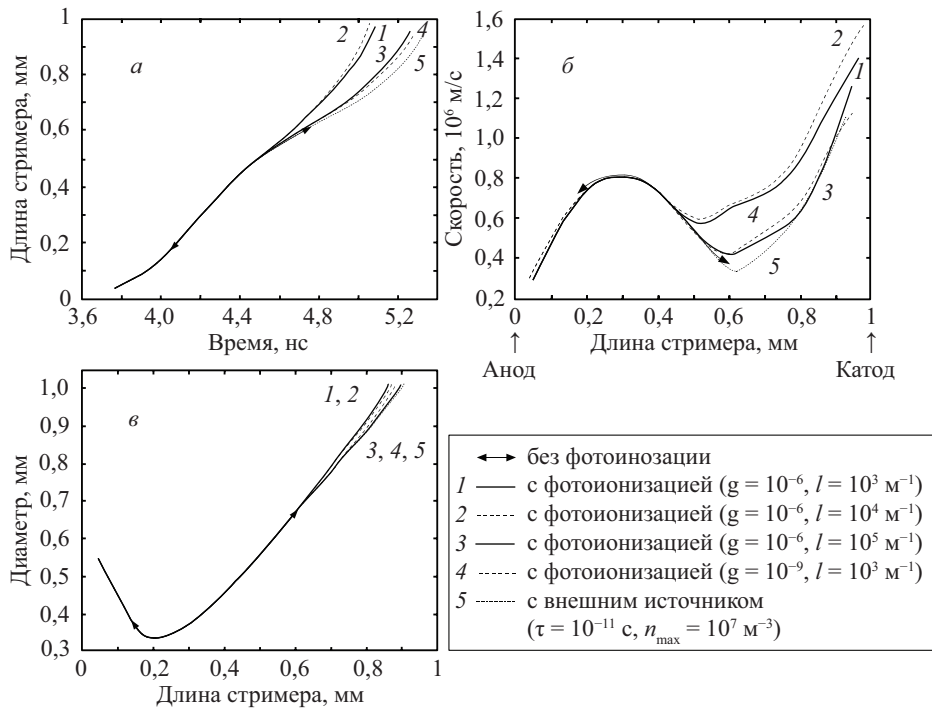


Рис. 5. Интегральные параметры стримера – зависимости длины стримера от времени (а), скорости стримера (б) и диаметра головки стримера (в) от его длины в моделях:

без фотоионизации, с внешним источником ионизации и с фотоионизацией за счёт излучения стримера (4 примера)

времени, скорости стримера от его длины и диаметра головки стримера от его длины для разных механизмов ионизации.

В отсутствие фотоионизации после прохождения головкой стримера области расположения начального пакета электронов стример останавливается: в определённый момент волна ионизации практически прекращает движение, заряженный слой, окаймляющий стример, утончается; напряжённость поля растёт, пытаясь компенсировать нехватку затравочных электронов перед головкой увеличением скорости ионизации; задача расходится. В моделях, учитывающих фотоионизацию излучением стримера или внешнего источника, скорость стримера, его диаметр, вплоть до длины 0,5 мм, остаются теми же, что и в отсутствие этих источников. Тем самым показано, что на начальном этапе динамика стримера определяется не фотоионизацией, а в качестве затравочных электронов выступают остаточные электроны лавины. С этой позиции можно объяснить и первый максимум скорости на этом этапе развития стримера (рис. 5б): он соответствует максимуму концентрации электронов в основной части лавины. До достижения головкой стримера положения этого максимума скорость стримера растёт, а диаметр головки сужается (рис. 5в). Когда волна ионизации проходит через этот максимум, концентрация остаточных электронов быстро идёт на спад и стример притормаживается.

Этот начальный этап движения стримера можно назвать «несамостоятельным», поскольку затравочные электроны вокруг головки не образовались в результате влияния

стримера, а остались от электронной лавины. Такой источник затравочных электронов является «невозобновляемым»: когда стример уйдёт из области, занятой электронной лавиной, затравочных электронов больше не будет.

В моделях, где учитывается собственная фотоионизация или внешний источник, в определённый момент времени скорость стримера после прохождения начального этапа вновь начинает расти. Динамика стримера зависит от механизма и параметров дополнительных источников ионизации. Этот этап можно назвать «самостоятельным», так как стример далее не зависит от электронов начальной лавины. В моменты времени 4,8 нс и 5,06 нс (см. рис. 2 и 3) виден локальный максимум (М) концентрации электронов, соответствующий области, в которой произошёл этот переход.

Момент перехода и область, где он происходит, зависит от интенсивности фотоионизации дополнительного источника и той концентрации электронов перед головкой, которую он может обеспечить. Чем больше заданный коэффициент мощности фотоионизации, тем раньше проявляется её влияние: тем раньше начинается вторичный рост скорости стримера.

На самостоятельном этапе развития стример монотонно прорастает вплоть до поверхности катода. При приближении к катоду напряжённость поля перед головкой стримера повышается и скорость головки растёт быстрее, чем вдали от него. Когда головка стримера приближается к катоду на расстояние около сотни микрометров, напряжённость поля перед головкой начинает стремительно расти, так как разность потенциалов между катодом и головкой стримера остаётся существенной, а расстояние между ними уменьшается. Задача на этом этапе расходуется. Для замыкания стримера на катод в модель необходимо добавить автоэлектронную эмиссию с катода, но это предмет отдельного исследования.

На рис. 6 слева показаны линейные графики изменения напряжённости поля в процессе прорастания стримера к катоду.

Непосредственно перед головкой стримерного канала формируется передний фронт – область максимальной напряжённости поля (около 350 кВ/см), толщиной примерно 50 нм, из-за чего здесь образуется узкая область повышенной ионизации (см. рис. 4а). Поле перед головкой спадает плавно, подобно полю от заряженной сферы.

Напряжённость поля в плазменном канале на два порядка меньше, чем на фронте. Поле в нём слишком низкое, и ударной ионизации в канале не происходит. Здесь ключевую роль играет гибель электронов в результате рекомбинации и прилипания. На рис. 6 видно, что поле в хвостовой части канала вблизи анода примерно на порядок выше поля в остальной части канала. Это вызвано тем, что вблизи анода толщина канала меньше (рис. 4в), и чтобы обеспечить подпитку движущейся головки стримера, т. е. пропустить такой же ток через меньшее сечение канала, требуется повышенное поле в этой области проводящего канала.

Влияние дополнительных источников ионизации на развитие стримера. Были рассмотрены модели с разными значениями коэффициента мощности ионизирующего излучения: $g = 10^{-6}$ и $g = 10^{-9}$. Как видно по рис. 5, 6, увеличение g приводит к более раннему переходу на самостоятельный этап развития стримера. Скорость стримера для приведённых значений g отличается не более чем в 2 раза, напряжённость поля на поверхности головки не более чем в 1,4 раза, а эффективный диаметр головки практически не зависит от g . При этом разница в значениях g составила 3 порядка. Таким образом, подтверждается приведённое в [2, 8] утверждение о том, что скорость роста, а также и другие важные параметры стримера слабо (логарифмически) зависят от концентрации затравочных электронов, а значит, и от коэффициента мощности

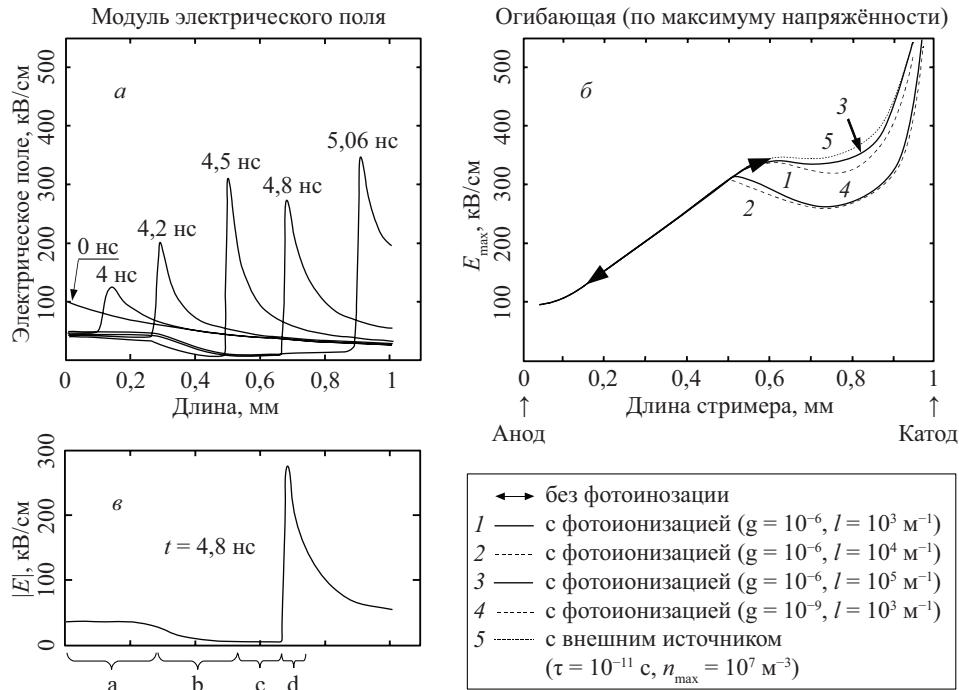


Рис. 6. Серия графиков напряжённости электрического поля вдоль оси симметрии (а) в разные моменты времени для модели с фотоионизацией и огибающие (б) подобных серий графиков для всех моделей; поле в один момент времени (в); схематично можно выделить участки: а – хвостовая часть канала, б – канал, с – головка, d – передний фронт стримера

фотоионизации g . Для расчёта с удовлетворительной точностью достаточно знать этот параметр по порядку величины.

В модели также варьировался и коэффициент поглощения фотоизлучения l . С одной стороны, увеличивая l , мы увеличиваем мощность источника электронов S_{ph} (3), что может ускорить стример; с другой стороны, затравочные электроны образуются ближе к фронту, что должно замедлить стример. Видно, если характерная длина поглощения l^{-1} была порядка и больше радиуса головки (1 мм и 100 нм), влияние l на параметры стримера было слабое. Однако уменьшение l^{-1} до 10 нм привело к почти двукратному падению скорости стримера и существенному росту напряжённости поля перед головкой. Очевидно, это связано с тем, что, уменьшив характерную длину поглощения (т. е. прозрачность газа для данного излучения), мы уменьшили расстояние от фронта, на котором поглощаются фотоны и образуются затравочные электроны, а значит, уменьшили длину развития лавинного процесса перед фронтом стримера. Область локализации фотонов в этом случае сконцентрирована в тонком слое вокруг стримерной головки (рис. 7в).

Наличие только внешнего источника ионизации привело к развитию стримера, качественно и количественно весьма схожего с моделью с фотоионизацией при одной из комбинаций l и g (см. рис. 5, 6). Это говорит о том, что тип источника затравочных электронов вокруг головки качественно не влияет на картину развития стримера – необходимо лишь его наличие, чтобы вокруг продвигающейся головки постоянно возникали

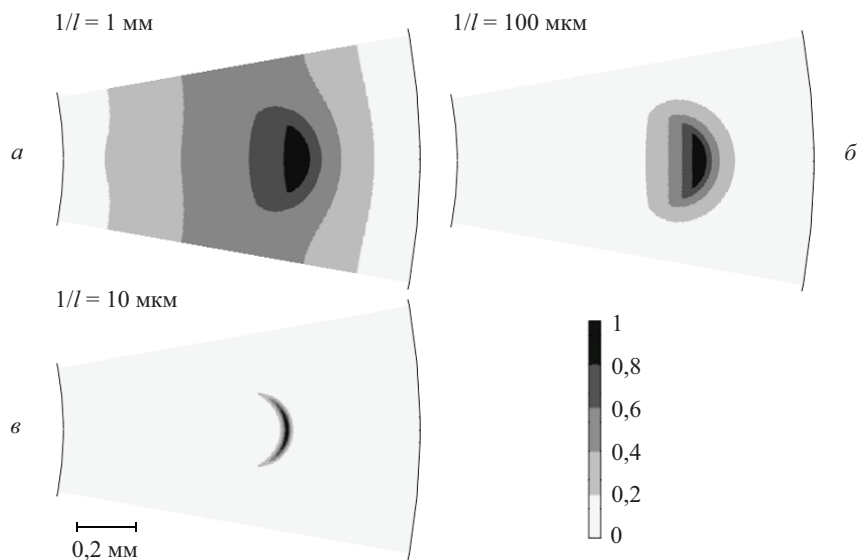


Рис. 7. Концентрации фотонов в расчётной области, нормированные на максимум, для моделей с разным коэффициентом поглощения l в момент времени $t = 4,8 \text{ нс}$

затравочные электроны. При исследованных мощностях излучения качественных отличий в развитии стримеров выявлено не было.

Выводы. Основным преимуществом данной модели является использование минимально возможного количества уравнений для описания всех основных параметров газового разряда в воздухе. Использование дрейфово-диффузионного приближения (1) избавляет от необходимости расчёта функций распределения частиц по энергиям, а также учёта различных энергетических реакций, которые не сопровождаются изменением заряда частиц. Использование усреднённых характеристик положительно и отрицательно заряженных ионов, параметры которых берутся из эксперимента, избавляет от необходимости учитывать большое количество основных реакций взаимодействия между различными компонентами воздуха.

В работе в рамках компьютерной модели стримера рассчитана структура короткого катодонаправленного стримера в слабонеоднородном поле.

Показано, что стример имеет квазицилиндрический канал, в котором напряжённость поля существенно понижена, и головку, по форме близкую к эллиптической и окаймлённую тонким слоем объёмного заряда медленных положительных ионов, обеспечивающую высокую напряжённость поля перед ней. Локальная напряжённость поля перед головкой превышает среднюю напряжённость поля в канале на два порядка.

На стадии сформировавшегося стримера ионизация газа идёт преимущественно в тонком полусферическом слое непосредственно перед головкой, а в канале преобладает прилипание электронов.

Ионизация обеспечивает постоянное удлинение проводящего стримерного канала и перемещение окаймляющего головку слоя объёмного заряда на внешнюю границу текущего состояния проводящей головки, т. е. в направлении распространения стримера. Это, в свою очередь, приводит к перемещению локального максимума электрического поля и зоны интенсивной ионизации и обеспечивает движение так называемой волны ионизации.

Рассчитанная скорость прорастания стримера в воздухе на самостоятельном этапе развития составила около 1000–1600 км/с, что согласуется с данными некоторых экспериментов (~ 1000 км/с) [9], несмотря на различия в длине стримера: на эксперименте измеряется средняя скорость стримера на отрезке длиной как минимум несколько сантиметров [8], а в представленной модели длина стримера достигает лишь миллиметра.

Показано, что движение положительной головки стримера в нейтральной среде возможно только при наличии внешних либо собственных источников ионизации перед головкой стримера, например, подсветкой ультрафиолетом или излучением из стримера соответственно. Это излучение должно обеспечить достаточное количество затравочных электронов перед головкой стримера.

Исследовано влияние уровня собственной и внешней фотоионизации на характер распространения стримера. Показано, что у анода на начальных этапах развития, движение положительного стримера обеспечивается электронами затравочной лавины, далее скорость развития стримера зависит от уровня фоновой концентрации электронов перед стримерной головкой, которую может обеспечить процесс фотоионизации. При этом важно прежде всего само наличие дополнительного источника. Мощность фотоионизации в определённом диапазоне слабо влияет на основные параметры стримера. Коэффициент поглощения ионизирующего излучения существенно замедляет стример, только когда характерная длина поглощения становится меньше по порядку, чем радиус головки. Учёт фотоионизации и ионизация внешним источником дают качественно и количественно схожие картины стримеров.

Из результатов моделирования видно, что радиус головки сформировавшегося стримера на начальных этапах развития монотонно растёт. На масштабах порядка 1 мм и времени порядка 5 нс реакция прилипания электронов и наличие отрицательных ионов практически не влияют на процесс распространения стримера.

Литература

1. *Luque A., Ratushnaya V., Ebert U.* Positive and negative streamers in ambient air: modeling evolution and velocities // *J. Phys. (D)*. 2008. Vol. 41. 234005.
2. *Базелян Э. М., Райзер Ю. П.* Физика молнии и молниезащиты. М., 2001. 320 с.
3. *Стушков Ю. К., Самусенко А. В.* Особенности распространения электронных лавин в неоднородных электрических полях // *Вестн. С.-Петербург. ун-та. Сер. 4: Физика, химия*. 2009. Вып. 3. С. 36–44.
4. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М., 1992. 536 с.
5. *Dutton J.* A survey of electron swarm data // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 1975. Vol. 4. N 3. P. 577–856.
6. *Gallagher J. W., Beaty E. C., Dutton J., Pitchford L. C.*, An annotated compilation and appraisal of electron swarm data in electronegative gases // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 1983. Vol. 12. N 1. P. 133–152.
7. *Королёв Ю. Д., Месяц Г. А.* Физика импульсного пробоя газов. М., 1991. 224 с.
8. *Базелян Э. М., Райзер Ю. П.* Искровой разряд. М., 1997. 320 с.
9. *Winands G. J. J.* Efficient streamer plasma generation: Ph. D. thesis. Netherlands, 2007.
10. *Luque A., Ebert U., Montijn C., Hundsdorfer W.* Photoionization in negative streamers: fast computations and two propagation modes // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 90. 081501.

Статья поступила в редакцию 20 мая 2010 г.