

УДК 537.521

Неустойчивость фронта волны ионизации катодонаправленного стримера в гелии высокого давления

М. Г. Баирханова, М. Х. Гаджиев, В. С. Курбанисмаилов, О. А. Омаров,
Г. Б. Рагимханов, А. Дж. Катаа

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия

E-mail: webmaster@doc.dgu.ru

Приведены экспериментальные и теоретические результаты по развитию неустойчивости фронта волны ионизации на начальных стадиях стримерного пробоя в гелии атмосферного давления. Впервые в He экспериментально обнаружено явление ветвления катодонаправленного стримера в коротких перенапряженных промежутках, а также дано качественное обоснование физического механизма этого процесса. Экспериментально определены критические размеры стримера l_{cr} при которых происходит ветвление, и показано, что с ростом величины энерговклада в разряд уменьшается как критическая длина стримера, при которой происходит ветвление, так и время его ветвления.

PACS: 52.35.-q

Введение

Прогресс в изучении физики газового разряда повышенного давления во многом определяется знанием физических свойств разряда, особенно начальной стадии, которая в газах и жидкостях сопровождается возникновением и распространением специфических волн ионизации — стримеров. Несмотря на систематические успехи в данной области исследований, полный объем полученных данных о стримерах еще далек от завершения. В частности, в последние годы в научной литературе появились результаты исследований, которые демонстрируют отличительные особенности распространения стримеров и математическое обоснование этого процесса. Эти особенности связаны с ветвлением стримеров, заключающиеся в том, что по мере продвижения стримера от его первичного стебля отделяются боковые растущие плазменные образования.

Несмотря на обилие работ, базирующихся на аналитических моделях и численных экспериментах [1—4], механизм и критерии ветвления стримеров по-прежнему остаются невыясненными до конца. Модельные подходы к анализу условий возникновения процессов ветвления стримеров содержатся в работах [4—7].

Наиболее подробно задача об устойчивости стримера анализирована в работе [8], в которой показано, что рассмотрение структуры волны ионизации, каковой и является поверхность головки стримера, позволяет определить критерии его неустойчивости.

В данной работе рассматриваются экспериментальные и теоретические результаты исследований начальных стадий стримерного пробоя в целях

выяснения физического механизма ветвления стримеров.

Экспериментальная установка аналогична описанной ранее в работе [9]. Исследуемый разряд создавался между алюминиевыми электродами диаметром 4 см и радиусом кривизны ≈ 30 см, удаленными друг от друга на расстояние $d = 1$ см. Питание разряда осуществлялось от ГИН, собранного прямо на камере в коаксиальном режиме из малоиндуктивных элементов (сопротивлений — ТВО, керамических конденсаторов — КВИ, К15-10). ГИН вырабатывал импульсы напряжения с регулируемой амплитудой до 30 кВ и фронтом нарастания ~ 10 нс. Напряжение и ток разряда регистрировались, соответственно, омическим делителем и малоиндуктивным шунтом. Пространственно-временное развитие разряда снималось фотоэлектронным регистратором ФЭР2-1. Пространственно-временное распределение интенсивности излучения между электродами микрофотометрировалось и обрабатывалось на машине.

Ранее авторами экспериментально и теоретически было показано, что для гелия в сантиметровом промежутке при атмосферном давлении величина поля $E_0 \geq E_{cr} = 5,6$ кВ/см является границей, выше которой пробой развивается по стримерному механизму [9]. При наличии автоэмиссии с катода критическая длина лавины также достигает длины промежутка при напряженности $E_{cr} = 5,6$ кВ/см, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментом.

На рис. 1 приведена характерная осциллограмма тока и напряжения стримерного пробоя в гелии. Одновременная регистрация вольтзатворных характеристик ЭОПа и пространственно-времен-

ных картин свечения промежутка (покадровые картины) показывает, что первое регистрируемое свечение в разрядном промежутке появляется еще на стадии запаздывания пробоя, т. е. до начала первого спада напряжения.

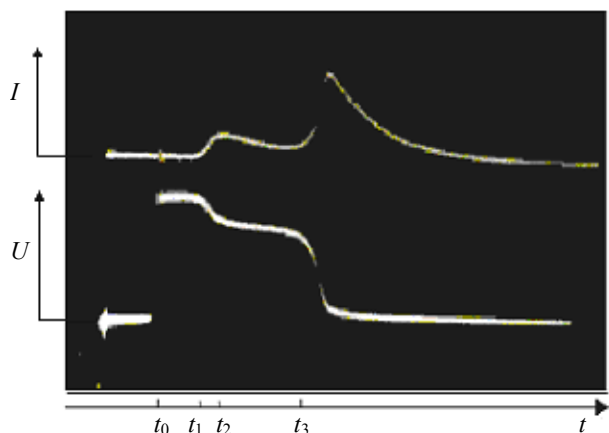


Рис. 1. Характерная осциллограмма тока и напряжения на промежутке $U_0 = 9$ кВ, $p = 3$ атм, $d = 1$ см

На рис. 2 приведены последовательные стадии развития плазменной области (начальные стадии стримерного пробоя — 2, 3) при полях 10 и 14 кВ/см. Во всех случаях наблюдаются формирование и развитие узких плазменных образований диаметром 0,1—0,2 см.

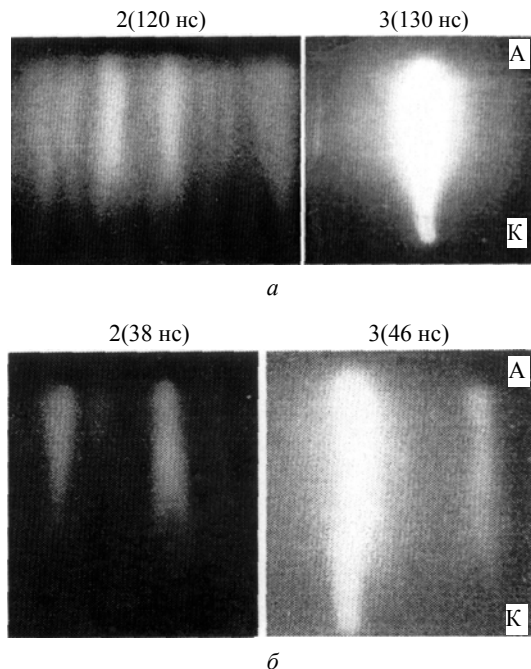


Рис. 2. Последовательные стадии развития плазменной области в гелии при полях:
 а — 10 кВ/см; б — 14 кВ/см; $p = 1$ атм; $d = 1$ см, He;
 А — анод, К — катод

После перекрытия плазменным образованием промежутка ток разряда достигает значения 5—10 А, что приводит к спаду напряжения на промежутке [9]. Исследование роста тока предпробойных

стадий с ЭОПограммами пробоя позволило также проследить за развитием ионизации в промежутке и предложить механизм стримерного пробоя в гелии [9], а при известной геометрии разряда оценить концентрацию электронов на различных стадиях его развития.

Оценки по плотности тока ($\approx 10^2$ А/см²) показывают, что в момент перекрытия плазменным образованием промежутка концентрация заряженных частиц у катода составляет $n_e \approx 10^{15}$ см⁻³. Образование катодного пятна (см. рис. 2, а, б) приводит к распространению из него искрового канала, т. е. имеет место трансформация плазменных образований в искровой канал, повторяющий характерные искривления траектории одного из них (см. рис. 2, б). В последующем искровой канал переходит в однородный столб разряда. Начало отсчета времени под картинами свечения берется с уровня 0,9 от амплитудного значения пробойного поля.

Динамические картины свечения промежутка (рис. 3) позволяют определить скорость распространения плазменных образований в промежутке. Эксперименты показывают, что скорость распространения плазменных образований увеличивается с ростом прикладываемого поля при постоянном давлении газа в промежутке (см. рис. 3, б, в).

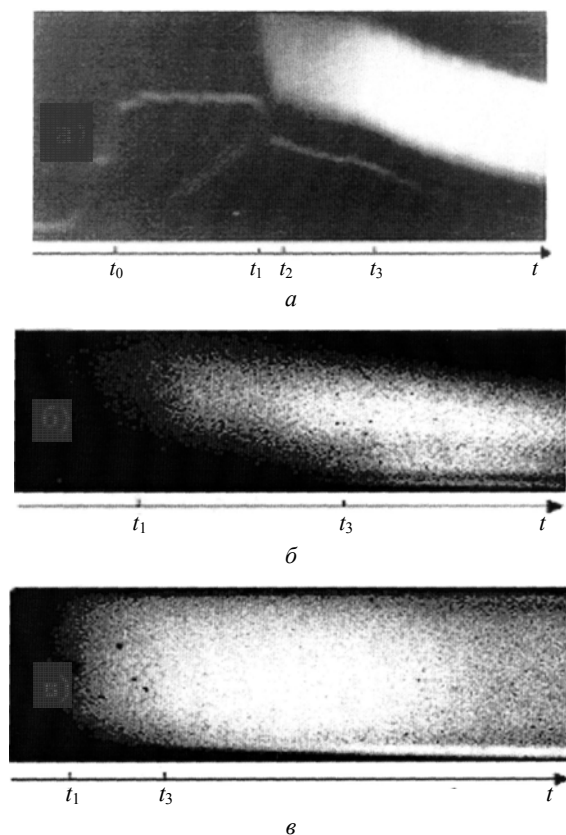


Рис. 3. Фотография щелевой развертки в разряде He с импульсом напряжения при:
 а — $U_0 = 10$ кВ; б — $U_0 = 6$ кВ; в — $U_0 = 10$ кВ; ($d = 1$ см, $p = 1$ атм, l мм = 1,4 нс, катод снизу 1); $t_1 - t_0 = \tau_f$ — время формирования пробоя; $t_2 - t_1$ — время коммутации разряда; $t_3 - t_2$ — время контракции разряда в искровой канал

Из рис. 3, *a* следует, что первое регистрируемое ЭОПом свечение возникает на аноде, возможно связанное с накоплением объемного заряда положительных ионов вблизи анода, усиливая поле вне зоны объемного заряда (время t_1), т. е. за время $\tau_f = t_1 - t_0$ происходит образование вблизи анода плазменного фронта. В усиленном поле осуществляется интенсивная ионизация, и граница пространственного заряда перемещается к катоду, оставляя за собой столб плазмы более высокой концентрации. За время $t = t_2 - t_1$ в зависимости от величины прикладываемого поля этот фронт перекрывает промежуток со скоростью $v \approx 10^7 - 10^8$ см/с. Такой эффект распространения зоны плазменного свечения от анода к катоду по слабоионизованной плазме связан с интенсивным процессом ионизации на фронте волны. Этот процесс аналогичен распространению ионизационных волн градиента потенциала (ИВГП) в длинных трубках. Далее за время $t \geq t_2$ распространяется обратная волна ионизации, завершающая образование канала и приводящая ко второму спаду напряжения на промежутке t_3 до дугового значения.

На рис. 4, *a* приведена полученная из оптических картин (см. рис. 3) кривая зависимости скорости распространения стримерного канала от пробойного напряжения. Динамические картины свечения промежутка позволили определить наличие двух ионизационных фронтов в гелии:

первый фронт (начальная стадия), регистрируемый с началом резкого спада напряжения, распространяющийся со скоростью $10^7 - 10^8$ см/с в зависимости от пробойного напряжения;

второй фронт (искровой канал), регистрируемый со вторым спадом напряжения и распространяющийся со скоростью 10^6 см/с.

Оптические картины, снятые при различных давлениях в промежутке, позволили определить также влияние давления на скорости распространения ионизационных фронтов на начальных стадиях стримерного пробоя. Оказалось, что с ростом давления скорость распространения уменьшается. Соответствующая зависимость скорости развития начальных стадий разряда от давления приведена на рис. 4, *б*. Уменьшение скорости развития разряда от давления, возможно, связано с уменьшением отношения E/p и ростом давления.

Отличительной особенностью стримера является его неустойчивость, заключающаяся в способности к ветвлению по мере его продвижения. Из эксперимента видно (см. рис. 2, *a, б*), что ветвление катодонаправленного стримера происходит при достижении им некоторого критического размера и развивается быстрее, чем он достигает противоположного электрода.

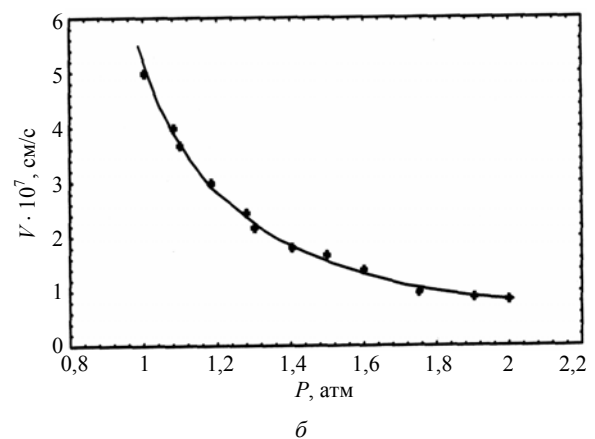
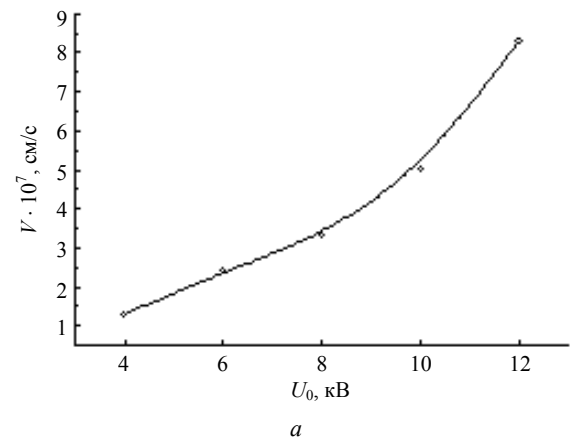


Рис. 4. Зависимость скорости:

a — распространения стримерного канала от приложенного напряжения, $p = 1$ атм; $d = 1$ см; *б* — развития плазменного фронта от давления, $d = 1$ см; газ — He

Экспериментально определены критические размеры стримера l_{cr} , при которых происходит ветвление. В частности, при $U_0 = 10$ кВ критическая длина составляет $l_{cr} \approx 7$ мм (см. рис. 2, *a*), а при $U_0 = 14$ кВ — $l_{cr} \approx 5$ мм (см. рис. 2, *б*), т. е. видим, что с ростом величины прикладываемого поля уменьшаются критическая длина стримера, при которой происходит ветвление, а также время ветвления.

Аналогичные результаты по ветвлению анодо-направленного стримера представлены в работе [10], где установлено, что короткий стример является устойчивым к процессу ветвления, но при достижении им критического размера от него могут ответвляться вторичные образования — происходит ветвление. Об этом свидетельствуют также результаты двумерного распределения свечения стримерного канала (рис. 5), для которого характерен процесс ветвления.

Как показывают эксперименты, а также результаты численного моделирования [10, 11], поверхность стримера представляет собой фронт ионизации, отделяющий плазменный канал от непроводящего газа. Наличие поверхностного и

объемного электрического зарядов приводит к возникновению собственного электрического поля, направление которого в различных точках поверхности стримера может как совпадать с направлением внешнего электрического поля, так и отличаться от него. В тех точках поверхности стримера, где суммарное электрическое поле оказывается сильным, усиливается и процесс ионизации газа, и от первоначального стримера может отделиться вторичный боковой стример, что и соответствует его ветвлению.

Частота ионизации $\nu_i = \alpha_i u_{de}$ записана как произведение коэффициента Таунсенда $\alpha_i(E, p) = p \xi(E/p)$ на дрейфовую скорость электронов $u_{de}(E/p)$, x — координата, меняющаяся от катода до анода.

Для He в работе [11] показано, что функция $\xi(E/p)$ определяется следующим образом: $\xi(E/p) = 5,4 \cdot \exp[-(14/x)^{1/2} - 1,5 \cdot 10^{-3} \cdot E/p]$, а частота волны ω

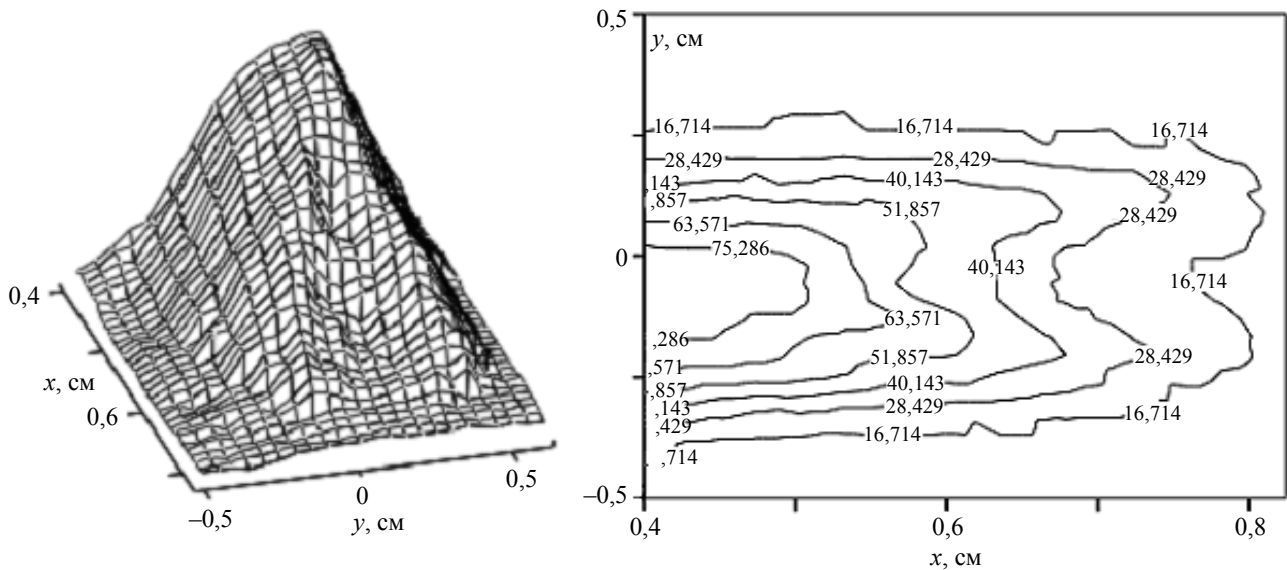


Рис. 5. Двухмерное распределение свечения стримерного пробоя в момент времени 38 нс при $U_0 = 14$ кВ ($p = 1$ атм, $d = 1$ см, He)

x — координата, меняющаяся вдоль длины промежутка, y — поперек электродов

Проанализируем механизм ветвления стримера в условиях эксперимента. В работе [11] показано, что распространение волны размножения фона можно описать простой моделью, в рамках которой зависимость для скорости фронта имеет вид

$$u_{fr} = \frac{\nu_i r_0}{\zeta(E_0/p)},$$

$$\zeta(E_0/p) = 2 \ln(N_{cr}/N) \times \left(\frac{d \ln(u_{de}(E/p) \xi(E/p))}{d \ln(E/p)} \right)_{E/p=E_0/p},$$

где $E_0 = E[z(0)]$ — напряженность поля на поверхности фронта;

N_0 — фоновая плотность плазмы;

N_e — плотности электронов,

r_0 — радиус сферической поверхности, аппроксимирующий фронт;

p — давление нейтрального газа.

малого возмущения поверхности фронта ионизации имеет вид:

$$\omega = i\gamma, \quad \gamma = k \left(\frac{du_{fr}}{dE} \right)_{E_0} E_0,$$

где γ — инкремент нарастания амплитуды малого возмущения.

Тот факт, что он положителен (поскольку положительна производная $(du_{fr}/dE)_{E=E_0}$), говорит о том, что малое начальное возмущение экспоненциально нарастает, иначе говоря, имеет место неустойчивость фронта волны ионизации (стримера).

На рис. 6 приведены рассчитанные по модели [11] характерные зависимости скорости фронта стримера u_{fr} , дрейфовой скорости электронов u_{de} и инкремента неустойчивости γ_0 от отношения E/p для He, которые находятся в удовлетворительном согласии с результатами эксперимента, представленными на рис. 4.

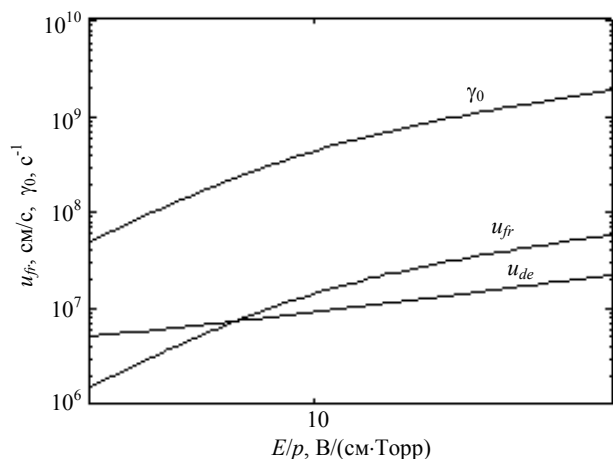


Рис. 6. Характерные зависимости скорости фронта стримера u_{fr} , дрейфовой скорости электронов u_{de} и инкремента неустойчивости γ_0 от E/p для He

Расчеты показывают также, что характерное расстояние, на которое уйдет фронт за время развития неустойчивости $1/\gamma_0$, составляет величину $u_{fr}/\gamma_0 \approx (0,3—0,8)r_0$ (см. рис. 6). Это означает, что головка стримера должна распадаться на отдельные отростки с характерными поперечными размерами, много меньшими, чем r_0 . Аналогичные результаты следуют и из эксперимента (см. рис. 5). Отметим, что короткие стримеры с малой концентрацией электронов устойчивы до тех пор, пока их длина не превышает обратной величины коэффициента Таунсенда [10]. По мере развития стримера, т. е. роста концентрации электронов и длины стримера, развивается неустойчивость, приводящая к ветвлению. Лишь при малых концентрациях электронов в стримере и в сильных электрических полях перед его головкой может проявиться неустойчивость тонкого фронта.

Заключение

Исходя из полученных экспериментальных данных и численных расчетов работ [10, 11] можно дать следующее качественное обоснование эффекта ветвления стримера.

Во-первых, из пространственно-временных картин формирования стримерного пробоя (см. рис. 2) видно, что распределение свечения по сечению стримерного канала неравномерное, обусловленное наличием градиента плотности зарядов в радиальном направлении. Наличие такого градиента обусловлено прежде всего неоднородностью распределения внешнего электрического поля по сечению промежутка (использовались алюминиевые электроды с радиусом кривизны ≈ 30 см). Поэтому из условия непрерывности полного электрического тока как на головке, так и на боковой поверхности следует, что амплитуда поля внутри стример-

ного канала с размытыми границами возрастает при переходе от центра к периферии, а концентрация электронов, наоборот, спадает. Именно там создаются условия для зарождения очагов повышенной концентрации плазмы. В усиленном поле происходит интенсивная ионизация, приводящая к появлению возмущения плотности зарядов и, соответственно, неустойчивости поверхности фронта ионизации катодонаправленного стримерного канала.

Во-вторых, возможно еще взаимодействие зарядов поверхности фронта с положительным остаточным зарядом перед головкой. В результате появляются области с радиусом $r < r_0$, где напряженность поля выше, чем на оси головки канала. Поскольку от напряженности поля зависит скорость движения, то со временем центральная часть фронта головки будет замедляться, а периферийные области ускоряться. В конечном итоге это приводит к делению головки катодонаправленного стримера, т. е. к ветвлению стримера.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-02-00506-а и частичной поддержке гранта Президента РФ № МК-3623.2007.2.

Литература

1. Бройтман А. П., Омаров О. А., Решетняк С. А., Рухадзе А. А. Плазменная модель электрического пробоя газов высокого давления: Препринт/ ФИАН СССР. — М., 1984. № 197. — 54 с.
2. Дьяконов М. И., Качотровский В. Ю. О стримерном разряде в однородном поле// ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 5. С. 1850.
3. Александров Н. Л., Базелян А. Э., Базелян Э. М., Кочетов И. В. Моделирование длинных стримеров в газе атмосферного давления// Физика плазмы. 1995. Т. 21. № 1. С. 60.
4. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Искровой разряд. — М.: Изд-во МФТИ, 1997. — 320 с.
5. Энциклопедия низкотемпературной плазмы/ Под ред. В. Е. Фортова— М.: Изд-во "Наука-Интерпериодика", 2000. Т. 2. — 634 с.
6. Колисниченко Ю. Ф. Двухмерная модель формирования структур с ветвлением: Препринт МРТИ. 1990. № 9002. — 18 с.
7. Соколова М. В., Темников А. Г. Физические предпосылки модели ветвления положительного стримера в воздухе// Вестник МЭИ. 1998. № 4. С. 34.
8. Темников А. Г., Соколова М. В. Расчет процесса ветвления положительного стримера в воздухе// Там же. С. 119.
9. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Тимофеев В. Б. Формирование стримерного пробоя в гелии// ТВТ. 1989. Т. 56. № 3. С. 1221—1223.
10. Синкевич О. А. Ветвление анодонаправленного стримера// Там же. 2003. Т. 41. № 5. С. 695—705.
11. Яковленко С. И. Неустойчивость фронта волны размножения электронов фона// Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 4. С. 76—82.

Статья поступила в редакцию 20 января 2009 г.

The front wave instability of cathode streamer ionization in the Helium of high pressure

M. G. Bairkhanova, M. H. Gadzhiev, V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov,
G. B. Ragimkhanov, A. J. Kataa
Dagestan State University, Makhachkala, Russia
E-mail: webmaster@doc.dqu.ru

The experimental and theoretical results of the development of instability of the front ionization wave at the initial stages of the stream clamp in helium of atmospheric pressure are discussed in the work under the study. For the first time the effect of branch division of the cathode directed stream in short overvoltage intervals has been experimentally discovered in helium, the qualitative ground of the physical mechanism of this process is also given. The critical dimensions as well as the time periods of the stream branch division are defined, and the influence of the initial experimental conditions on the critical dimensions is studied.

PACS: 52.35.-q