

Оценка возможности генерации рентгеновских квантов в импульсных разрядах сверхвысокого давления

Ю.И. Мамонтов^{1,*}, В.В. Лусенков^{1,2}, И.В. Уйманов¹

¹Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

*mamontov.ura.1994@yandex.ru

Аннотация. С помощью прямого моделирования Монте-Карло исследовался процесс формирования электронной лавины и ускорения электронов вблизи микровыступа на катоде в азоте давлением 6 атм. Рассматривались два характерных сценария ускорения электронов: переход в режим убегания и движение с преобладанием «катастрофических» столкновений, приводящих к радикальному изменению направления движения электронов. Показано, что наличие даже относительно небольших микровыступов на катоде может приводить к генерации большого числа электронов с энергиями ~1 кэВ, которые быстро термализуются за счет ионизации и «катастрофических» столкновений. Эти электроны могут генерировать рентгеновские кванты или приводить к быстрому прорастанию проводящего канала за счет формирования вторичных лавин вблизи головки первичной лавины. Однако было обнаружено, что на результаты моделирования чрезвычайно сильное влияние оказывает вид аппроксимации дифференциального сечения рассеяния высокоэнергетичных электронов на молекулах азота. Необходим дополнительный анализ задачи рассеяния быстрых электронов на молекулах газа для проверки корректности проводимого моделирования.

Ключевые слова: убегающие электроны, импульсный разряд, метод Монте-Карло.

1. Введение

В современной физике газового разряда одно из наиболее интенсивно исследуемых явлений – это убегание электронов [1]. В ходе исследований, проводимых в течение последних 60-ти лет, было показано, что убегающие электроны могут оказывать решающее воздействие на динамику формирования импульсных газовых разрядов. В лабораторных исследованиях важнейшим эффектом, вызываемым убегающими электронами, является предварительная ионизация газовой среды. Предионизация убегающими электронами может существенно влиять на время коммутации разрядных промежутков высокого давления [2], а также приводит к формированию разряда в объемной форме без внешнего источника ионизации [3, 4].

Критерием убегания электронов в газовых разрядах считается создание в разрядном промежутке напряженности электрического поля E , превышающей критическую величину E_{cr} , при которой электрическая сила, ускоряющая электроны, оказывается больше тормозящей силы. Величина E_{cr} зависит от состава газовой среды, ее давления, а также энергии электронов. Так, в азоте давлением 1 атм для тепловых электронов $E_{cr} = 450$ кВ/см [5]. Обычно в экспериментах такое высокое значение E достигается вблизи катода с малым радиусом кривизны, обеспечивающим высокий коэффициент усиления поля. Кроме того, способствовать ускорению электронов может микрорельеф поверхности катода, который приводит к образованию локальных областей усиленного поля. В работах [6–8] было показано, что наличие микровыступов на поверхности катода может существенно облегчать переход электронов в режим убегания при повышенных давлениях газовой среды ~10 атм. В последних работах [9–11] с помощью численного метода Монте-Карло было показано, что в газах высокого давления может наблюдаться два сценария ускорения электронов вблизи катодных микровыступов. В рамках первого сценария электроны вблизи микровыступа переходят в режим убегания, набирают значительную энергию и достигают анода. Во втором сценарии электрон, изначально ускоренный в поле микровыступа, испытывает одно или несколько столкновений с большими углами рассеяния. В результате электрон может

потерять направленную скорость и быстро термализоваться. В работе [9] столкновения с большими углами рассеяния обозначаются как «катастрофические». Было высказано предположение, что «катастрофические» столкновения могут приводить к генерации квантов мягкого рентгеновского излучения. Вместе с убегающими электронами рентгеновские кванты могут давать существенный вклад в объемную предионизацию разрядного промежутка. В работе [11] была получена зависимость критической средней напряженности поля в разрядном промежутке от высоты h конического микровыступа на поверхности катода. Было показано, что в условиях эксперимента, описанного в [9], только при $h \geq 30$ мкм выполняется дополнительный критерий убегания электронов в неоднородном поле, изучаемый в [12, 13], и генерируется существенное количество быстрых электронов. Наличие микровыступов с $h \sim 30$ мкм на хорошо полированном катоде кажется маловероятным. Следовательно, можно предположить существование иного механизма объемной предионизации, приводящего к наблюдаемой в экспериментах [9] особой динамике формирования разряда. Таким механизмом могут оказаться «катастрофические» столкновения.

Настоящая работа представляет собой первую попытку исследования параметров «катастрофических» столкновений, в частности, оценки их частоты. Частота представляется наиболее важной характеристикой «катастрофических» столкновений, так как именно она будет определять количество генерируемых рентгеновских квантов. В рамках модели Монте-Карло рассматриваются особенности движения электронов в разрядном промежутке с неоднородным распределением электрического поля, описанным в [9–11]. Особое внимание уделяется ускорению электронов вблизи микровыступов и их последующей термализации при удалении от катода. Работа является логическим продолжением работ [9–11].

2. Описание модели

В ходе работы моделировалось движение электронов в процессе развития электронной лавины в разрядной системе, схематично показанной на Рис.1. Данная разрядная система также рассматривалась в работах [9, 11]. Она состоит из двух полусферических электродов с одинаковым радиусом кривизны 10 мм. На оси разрядной системы в электрод, который служил катодом, был вмонтирован цилиндрический выступ диаметром 2 мм и высотой 3 мм. Верхняя часть цилиндра, обращенная к аноду, была скруглена полусферой радиусом 1 мм. Межэлектродное расстояние d , измеренное между вершиной цилиндрического выступа и анодом, как и в работах [9–11], составляло 0.5 см. Таким образом, вблизи катода электрическое поле E было усилено в $\beta_{macr} = E / E_{av}$ раз, где β_{macr} – макроскопический коэффициент усиления электрического поля, $E_{av} = U / d$ – средняя напряженность поля в промежутке, U – напряжение, приложенное к электродам. Кроме того, предполагалось, что на поверхности катодного выступа на оси разрядной системы дополнительно расположен конусообразный микровыступ, имеющий высоту h и диаметр основания $0.5h$. Чтобы избежать появления сингулярностей, вершина конуса была скруглена полусферой радиусом $0.01h$. Высота микровыступа h варьировалась в пределах от 0 мкм до 30 мкм. Коэффициент усиления поля вблизи микровыступа β_{micr} составлял ~ 50 , однако размеры области, в которой происходил спад β_{micr} сильно зависели от высоты микровыступа. При этом для простоты считалось, что в окрестности микровыступа макроскопическое электрическое поле, определяемое геометрией электродов, однородно [11]. Тогда результирующий коэффициент усиления поля может быть вычислен в результате перемножения β_{macr} и β_{micr} . Распределение электрического поля в разрядном промежутке рассчитывалось с помощью уравнения Лапласа, которое решалось численно в программном пакете ANSYS. Результаты вычисления β_{macr} и β_{micr} представлены на Рис.2.

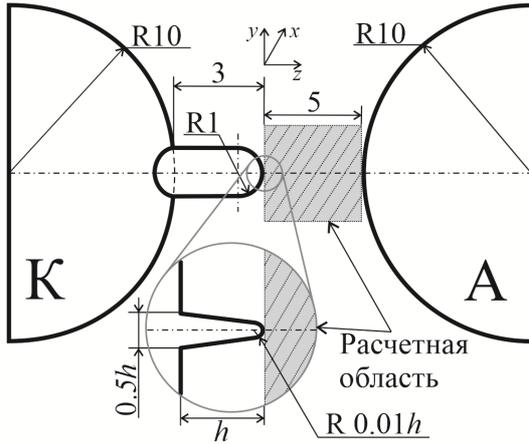


Рис.1. Схема рассматриваемого разрядного промежутка [9–11]. Все размеры даны в мм.

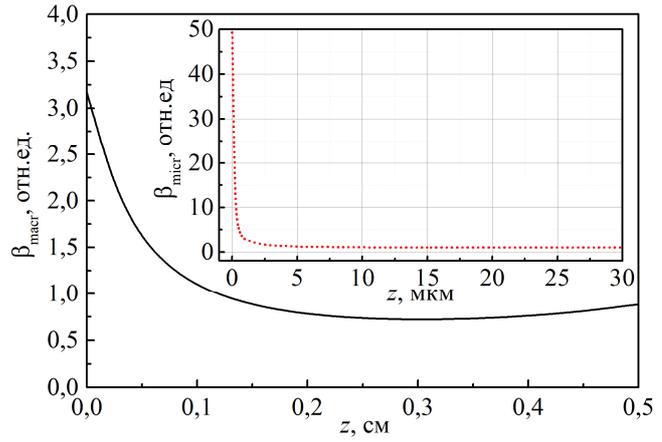


Рис.2. Распределение β_{macr} и β_{micr} на оси разрядной системы. Здесь $h = 10$ мкм.

В настоящей работе ускорение электронов вблизи микровыступа и их ионизационное размножение моделировалось с помощью метода Монте-Карло. Данный метод позволяет рассматривать движение отдельных заряженных частиц через газ под действием электрического поля заданной пространственной конфигурации. Применяемая численная модель подробно описывается в работах [11, 13]. В ходе моделирования на каждом временном шаге решались две основные задачи. Первая – интегрирование уравнений движения электрона в трехмерном приближении для каждой частицы (электрона). Второй задачей был расчет столкновений электронов с частицами газа. В данной работе в качестве газовой среды выступал азот давлением 6 атм. Наиболее важная часть численной модели – алгоритм расчета углов рассеяния электронов на молекулах газа. Для электронов низких энергий $\varepsilon < 500$ эВ угол рассеяния вычислялся, исходя из известных данных по дифференциальному сечению упругого рассеяния $d\sigma/d\theta$ [14, 15]. При $\varepsilon \geq 500$ эВ $d\sigma/d\theta$ определялось с помощью следующего уравнения [16]:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{1}{[1 - (1 - 2\mu(\varepsilon))\cos\theta]^2}, \quad (1)$$

где $\mu(\varepsilon)$ – параметр экранирования, определяемый как

$$\mu(\varepsilon) = \frac{0.6}{[1 + \sqrt{\varepsilon/50} + (\varepsilon/20)^{1.01}]^{0.99}}. \quad (2)$$

В ходе моделирования развития электронной лавины в качестве варьируемых параметров рассматривались средняя напряженность поля в разрядном промежутке E_{av} и высота микровыступа h . Момент достижения лавиной критического размера определялся с помощью вычисления максимальной величины E на оси разрядной системы с учетом пространственного заряда электронов и ионов [11]. Если к моменту достижения лавиной критического размера генерировался убегающий электрон, то моделирование его движения происходило либо до момента достижения им анода, либо до термализации всех электронов в промежутке, при этом дальнейшее развитие электронной лавины не учитывалось. Применимость такого подхода была доказана в [11]. В процессе моделирования регистрировались траектории всех электронов, а также записывалось изменение их энергий. Результаты моделирования приведены в следующем разделе.

3. Результаты и их обсуждение

Сравнение траекторий электронов и динамики набора энергии в режиме убегания и при преобладании «катастрофических» столкновений для $h = 30$ мкм и $E_{av} = 200$ кВ/см представлено на Рис.3 и Рис.4. Можно видеть кардинальные отличия в характере движения электрона в этих двух случаях. Если убегающий электрон постоянно набирает энергию и движется в направлении анода, то электрон, испытывающий «катастрофические» столкновения, постоянно меняет направление движения, при этом его энергия может как увеличиваться, так и уменьшаться. Примечательно, что реализация обоих сценариев могла наблюдаться при любых комбинациях E_{av} и h . При этом оказалось, что даже относительно небольшой микровыступ высотой менее 5 мкм приводит к появлению большого числа электронов с энергиями ~ 1 кэВ, которые быстро термализуются на некотором расстоянии от катода. Предположительно, именно эти электроны могут являться источником мягкого рентгеновского излучения, приводящего к объемной предионизации промежутка. На Рис.5 также приведено пространственное распределение электронов в лавине, достигшей критического размера, при $h = 0$ мкм и $E_{av} = 400$ кВ/см. Видно, что впереди головки лавины существуют по меньшей мере 3 области, которые находятся на некотором расстоянии от лавины и в которых к этому моменту началось размножение электронов. Эти области были образованы электронами с энергиями ~ 1 кэВ, не сумевшими перейти в режим убегания и потерявшими свою энергию в результате ионизаций и «катастрофических» столкновений. Образование вторичных электронных лавин в непосредственной близости от первичной лавины может способствовать быстрому прорастанию проводящего канала в сторону анода в результате объединения соседних лавин, локального усиления поля вблизи них и появления новых электронов с энергиями ~ 1 кэВ. Подобный эффект был описан в [17] при моделировании процесса развития стримеров в импульсных разрядах.

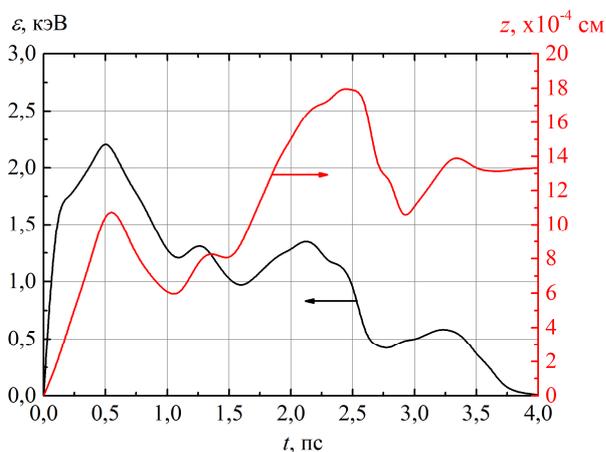


Рис.3. Координата z термализующегося электрона и его энергия ε в зависимости от времени. Здесь $h = 30$ мкм и $E_{av} = 200$ кВ/см.

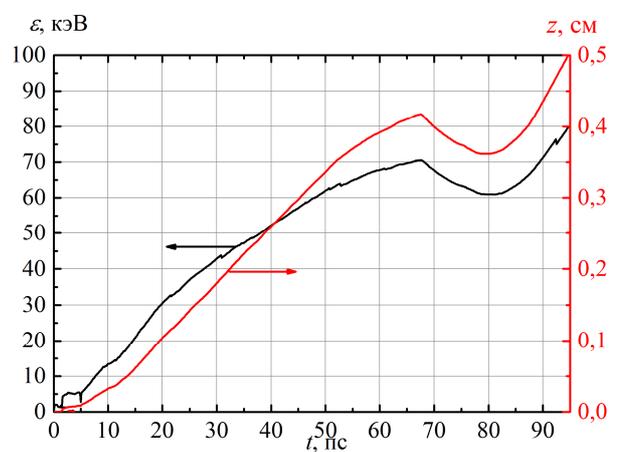


Рис.4. Координата z убегающего электрона и его энергия ε в зависимости от времени. Здесь $h = 30$ мкм и $E_{av} = 200$ кВ/см.

Катастрофические столкновения могут наблюдаться и для электронов больших энергий. На Рис.4 видно, что убегающий электрон, набрав энергию порядка 70 кэВ, резко изменил направление движения и некоторое время двигался против поля, после чего развернулся и благополучно достиг анода. «Катастрофическое» столкновение такого электрона потенциально могло привести к генерации кванта излучения с энергией в десятки кэВ. На Рис.6 представлено также пространственное распределение вторичных электронов,

сгенерированных в результате прохождения единственного убегающего электрона. Эти вторичные электроны образуют «след», повторяющий траекторию его движения. Видно, что электрон по мере своего движения в разрядном промежутке несколько раз испытывал столкновения, которые изменяли направление его движения на углы больше 90° , что должно было приводить к генерации рентгеновских квантов.

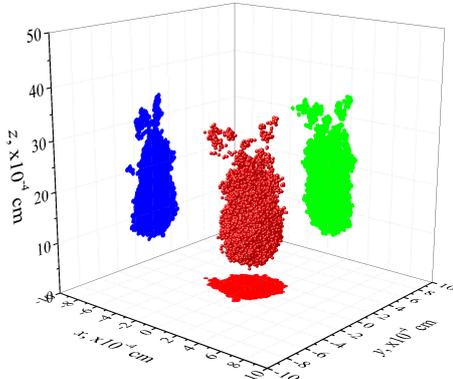


Рис.5. Электронная лавина в момент достижения критического размера при $h = 0$ и $U = 200$ кВ, генерации убегающего электрона не произошло.

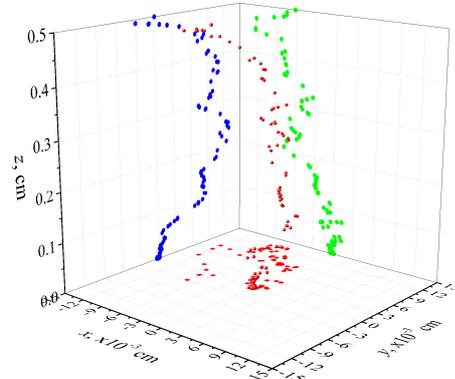


Рис.6. Траектория движения единичного убегающего электрона, обозначенная вторичными электронами, при $h = 0$ и $U = 200$ кВ.

В ходе моделирования был получен ряд графиков, подобных графику на Рис.3. По ним была проведена оценка частоты «катастрофических» столкновений. Оказалось, что для электронов с энергиями ~ 1 кэВ частота таких столкновений в азоте давлением 6 атм составляет $\sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ при том, что полная частота столкновений имеет порядок 10^{13} с^{-1} . Учитывая, что электроны больших энергий рассеиваются преимущественно вперед, такая большая величина частоты «катастрофических» столкновений кажется завышенной. При этом в процессе анализа процедуры моделирования была обнаружена чрезвычайно сильная зависимость результатов от используемой аппроксимации для зависимости дифференциального сечения $d\sigma/d\theta$ от угла рассеяния в области больших энергий электронов. Кроме того, было обнаружено, что формулы (1), (2) при энергии электронов 500 эВ дают вид зависимости $d\sigma/d\theta$, существенно отличающийся от известных для данной энергии экспериментальных данных [15]. При этом подбором коэффициента в числителе формулы (2) можно добиться удовлетворительного согласия с экспериментом [15]. Однако при его варьировании наблюдалось резкое изменение частоты «катастрофических» столкновений. Существуют и другие аппроксимации $d\sigma/d\theta$ для электронов высоких энергий, например, хорошо известная формула Резерфорда или более сложная аппроксимация, приведенная в [18]. На данный момент трудно ответить на вопрос, какой вид зависимости $d\sigma/d\theta$ от угла рассеяния следует использовать. Требуется дополнительный тщательный анализ рассеяния быстрых электронов на частицах газовой среды, в частности, молекулах азота. Этот анализ, а также детальное исследование «катастрофических» столкновений и генерации рентгеновских квантов будут проведены в последующих работах.

4. Заключение

В данной работе с помощью метода Монте-Карло для разрядной системы, исследуемой в работах [9–11], моделировалось развитие электронной лавины вблизи микровыступа на поверхности катода. Рассмотрены два режима движения ускоренных электронов: режим убегания и режим преобладания «катастрофических» столкновений. Было обнаружено, что даже относительно небольшой микровыступ высотой менее 5 мкм может приводить к

появлению большого числа электронов с энергиями ~ 1 кэВ, которые быстро термализуются на некотором расстоянии от катода. Эти электроны могут быть источниками мягкого рентгеновского излучения, которое, наравне с убегающими электронами, может обеспечивать объемную предионизацию. Также было показано, что электроны с энергиями ~ 1 кэВ могут давать начало вторичным электронным лавинам вблизи головки первичной лавины, что должно приводить к быстрому прорастанию искрового канала. Данный результат хорошо согласуется с результатами моделирования развития стримеров в импульсных разрядах [17]. Однако оценка частоты «катастрофических» столкновений дает величину порядка 10^{12} с^{-1} , которая, по нашему мнению, может оказаться завышенной. В ходе моделирования была обнаружена сильная зависимость результатов моделирования от применяемой в модели аппроксимации зависимости дифференциального сечения рассеяния от угла рассеяния для высокоэнергетичных электронов. Это приводит к необходимости тщательного анализа задачи рассеяния быстрых электронов и выбора аппроксимации дифференциального сечения для получения корректных результатов. Данная работа будет проделана в ближайшем будущем.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проектов № 20-38-90147 и № 20-08-00172.

6. Литература

- [1] Babich L.P., *High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment and Natural Phenomena*. (Arlington: Futurepast, 2003).
- [2] Mesyats G.A., Yalandin M.I., *IEEE TPS*, **37**(6), 785, 2009; doi: 10.1109/TPS.2009.2012428
- [3] Mesyats G.A., Yalandin M.I., *Phys. Usp.*, **62**, 699, 2019; doi: 10.3367/UFNe.2018.06.038354
- [4] Babaeva N.Yu., et al., *Plasma Sourc. Sci. Technol.*, **26**(8), 085008, 2017; doi: 10.1088/1361-6595/AA7BB0
- [5] Королев Ю.Д., Месяц Г.А., *Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде*. (Новосибирск: Наука, 1982).
- [6] Lisenkov V.V., Ivanov S.N., Mamontov Y.I., Tikhonov I.N., *Tech. Phys.*, **63**(12), 1872, 2018; doi: 10.1134/S1063784218120095
- [7] Lisenkov V.V., *Tech. Phys.*, **65**(5), 710, 2020; doi: 10.1134/S106378422005014X.
- [8] Mamontov Y.I., Lisenkov V.V., Uimanov I.V., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1393**(1), 012014, doi: 10.1088/1742-6596/1393/1/012014
- [9] Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Mamontov Y.I., *Plasma Sourc. Sci. Technol.*, **30**, 075021, 2021; doi: 10.1088/1361-6595/abf31f
- [10] Lisenkov V.V., Mamontov Y.I., Tikhonov I.N., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2064**(1), 012021, 2021; doi: 10.1088/1742-6596/2064/1/012021
- [11] Mamontov Y.I., Lisenkov V.V., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2064**(1), 012020, 2021; doi: 10.1088/1742-6596/2064/1/012020
- [12] Zubarev N.M., et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51**, 284003, 2018; doi: 10.1088/1361-6463/aac90a
- [13] Mamontov Y.I., et al., *Proc. 7th Int. Congress on Energy Flux. and Rad. Effects (EFRE)*, Tomsk, Russia, 140, 2020; doi: 10.1109/EFRE47760.2020.9242135.
- [14] Shyn T.W., Stolarski R.S., Carignan G.R., *Phys. Rev. A*, **6**, 1002, 1972; doi: 10.1103/PhysRevA.6.1002
- [15] DuBois R.D., Rudd M.E., *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, **9**, 2657, 1976; doi: 10.1088/0022-3700/9/15/016

- [16] Phelps A.V., Pitchford L.C., *Phys. Rev. A*, **31**, 2932, 1985;
doi: 10.1103/PhysRevA.31.2932
- [17] Levko D., Raja L.L., *Phys. Plas.*, **24**, 124503, 2017; doi: 10.1063/1.5008252
- [18] Сивухин Д.В., *Вопросы теории плазмы. Вып. 4.* (Москва: Госатомиздат, 1964).