

04;07;12

Генерация мягкого рентгеновского излучения и его роль в развитии пробоя воздушного промежутка при повышенных давлениях

© А.В. Козырев, В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, Ю.В. Шутько

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
E-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 17 июня 2011 г.

Показано, что быстрые электроны, возникающие при электрическом пробое воздуха при подаче на разрядный промежуток импульса напряжения с коротким фронтом, порождают кванты K -излучения кислорода с энергией 525 eV, которые могут эффективно инициировать новые электроны в окрестности области усиленного поля. Этот механизм может объяснить быстрое продвижение стримера и формирование диффузной формы разряда при атмосферном давлении.

Известно, что при короткой длительности импульса высокого напряжения и предыонизации промежутка можно формировать диффузные (объемные) разряды [1]. В неоднородном электрическом поле в газах повышенного давления диффузный разряд реализуется без источника дополнительной ионизации (см., например, [2] и ссылки в [2]). При отрицательной полярности импульса на электроде с малым радиусом кривизны и коротком фронте импульса напряжения формирование диффузного разряда объясняется ионизацией промежутка убегаящими электронами, которые генерируются у катода и в промежутке [3,4]. Однако диффузный разряд, замыкающий промежуток, и коронный диффузный разряд в широком диапазоне экспериментальных условий формируются и при положительной полярности электрода с малым радиусом кривизны [5,6]. Также диффузные формы разрядов в воздухе атмосферного давления и в других газах наблюдаются при сравнительно малых амплитудах импульсного напряжения, а также при постоянном напряжении на промежутке [5–8]. Эти обстоятельства позволяют предположить, что существует некоторый механизм предыонизации

промежутка, обеспечивающий формирование диффузных форм разряда с неоднородной геометрией.

Цель данной работы предложить еще один возможный механизм предыонизации промежутка при формировании диффузного и коронного разрядов в неоднородном электрическом поле, который заключается в генерации мягкого характеристического излучения и фотоионизации плотного газа квантами этого излучения.

За генерацию рентгеновского излучения в атмосферном воздухе ответственны два основных процесса: во-первых, это тормозное излучение электронов на ядрах атомов азота/кислорода; во-вторых, это ударная фотоионизация внутренней электронной оболочки этих атомов (*K*-оболочек), приводящая к генерации линейчатого спектра характеристического излучения за счет каскадного перехода электронов с внешних энергетических уровней на образовавшуюся вакансию. Основным процессом, приводящим к поглощению мягкого рентгеновского излучения в объеме газа, является фотоионизация молекул.

Дифференциальное сечение тормозного излучения быстрых электронов, имеющих нерелятивистскую кинетическую энергию $\varepsilon = mv_0^2/2$, на ядре элемента с номером Z с генерацией кванта с энергией $\hbar\omega$, может быть получено из приведенного в [9] расчета величины $d\kappa_\omega$ в борновском приближении:

$$d\sigma_\omega = \frac{d\kappa_\omega}{\hbar\omega} = \frac{16e^2}{3\hbar c^3} \left(\frac{Ze^2}{mv_0}\right)^2 \ln\left(\frac{2mv_0^3}{\gamma Ze^2\omega}\right) \frac{d\omega}{\omega}, \quad \frac{2\hbar v_0}{Ze^2} \gg 1. \quad (1)$$

Здесь $\gamma = 1.781\dots$ — число Эйлера, m и v_0 — масса и скорость электрона, c — скорость света. Это сечение расходится при $\omega = 0$, и его применимость следует ограничить не очень малыми частотами. Будем считать эту минимальную энергию квантов на уровне $\hbar\omega_{\min} = 300 \text{ eV}$, чтобы в этот диапазон попали и энергии характеристических квантов. Интегрируя (1) по частотам, получим полное сечение тормозного излучения:

$$\sigma_\omega \approx \frac{8e^2}{3\hbar c^3} \left(\frac{Ze^2}{mv_0}\right)^2 \ln^2\left(\frac{2mv_0^2}{\gamma Ze^2\omega_{\min}}\right). \quad (2)$$

Для молекул воздуха ($Z = 7, 8$) борновское приближение хорошо выполняется вплоть до энергий электронов $\varepsilon > 10 \text{ keV}$. Для энергии электрона 10 keV имеем из (2) оценку сечения тормозного излучения на ядрах кислорода $\sim 5 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$.

Оценим теперь сечение, описывающее генерацию характеристического излучения при ионизации внутренней оболочки атомов (K -оболочки). Для оценок воспользуемся приближенными теоретическими формулами для сечения ионизации K -оболочки из работы [10]. В этой работе полное сечение σ_Z рассчитывалось как сумма двух независимых взаимодействий: 1) фотоионизация атома при пролете мимо K -оболочки быстрого электрона, когда импульс электрического поля электрона содержит в спектре гармоники с частотами, превышающими пороговую энергию ионизации E_Z ; 2) упругое рассеяние быстрого электрона на одном из двух K -электронов с сообщением последнему энергии, достаточной для вылета из атома. В [10] показано, что суммарное сечение ионизации σ_Z почти до порога реакции (примерно до $1.5 E_Z$) неплохо аппроксимируется выражением:

$$\sigma_Z(E) \approx \frac{10^{-24} \text{cm}^2}{I_Z E (E + 2)} \left\{ 2 + (E + 1)^2 \ln \sqrt{\frac{E(E + 1)}{I_Z}} - \frac{I_Z}{E} \left[(E + 2)^2 + 2(2E + 1) \ln \frac{E}{I_Z} - 2 \right] \right\}, \quad (3)$$

где обозначено $I_Z = E_Z/mc^2$, $E = mv_0^2/2mc^2$. Основная зависимость сечения σ_Z от атомного номера Z содержится в первом множителе $\sim 1/Z^2$. Как видно, тенденции зависимости от атомного номера Z у тормозного и характеристического излучения противоположны.

Энергию ионизации K -оболочки E_Z возьмем из справочника [11]: для кислорода и азота имеем $E_8 \cong 537 \text{ eV}$ и $E_7 \cong 405 \text{ eV}$ соответственно. Для электронов с кинетической энергией 10 keV имеем характерную величину сечения (3) для кислорода $\sim 5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, что на 3 порядка больше сечения тормозного излучения (2). При таком сечении средняя длина пробега, на которой произойдет ионизация K -оболочки атома кислорода быстрым электроном с энергией 10 keV , имеет порядок $\sim 4 \text{ nm}$. Так как при $E \ll 1$ сечение $\sigma_Z \sim 1/E$, то ионизация более медленными электронами будет происходить чаще. Потери энергии электронов с энергией в единицы keV в основном связаны именно с K -ионизацией азота и кислорода. Интенсивностью же тормозного излучения быстрых электронов на ядрах атомов можно пренебречь.

Этот расчет доказывает, что в сантиметровых разрядных промежутках поток убегающих электронов возбуждает характеристическое

излучение атомов азота и кислорода. По данным [11] энергия квантов K -излучения $\hbar\omega_K$ кислорода и азота равна 525 и 390 eV соответственно.

Для оценок длины пробега квантов характеристического излучения $\hbar\omega$ в воздухе используем приближенное выражение для сечения фотоионизации K -оболочки атома [12]:

$$\sigma_{Kion} \simeq \frac{\sigma_{K0}}{Z^2} \left(\frac{E_Z}{\hbar\omega} \right)^3, \quad \hbar\omega \geq E_Z, \quad (4)$$

где $\sigma_{K0} = 6.5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ — универсальная константа. Это сечение достигает максимального значения при пороговой энергии E_Z и быстро падает с ростом энергии кванта $\hbar\omega$, причем вероятность фотоионизации с K -оболочки во много раз превышает сечения фотоионизации с энергетических уровней валентных электронов.

Оценим по формуле (4) сечение фотоионизации K -оболочки атома азота квантами характеристического излучения кислорода. Получим для $\hbar\omega_K = 525 \text{ eV}$ и $E_7 = 405 \text{ eV}$ сечение $\sigma_{Kion} = 6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$. Средняя длина пробега такого фотона в воздухе атмосферного давления (с учетом парциальной концентрации молекул азота 80%) составит 4 mm. Поглощение рентгеновских квантов с выбиванием вторичного электрона с энергией $\sim 120 \text{ eV}$ происходит, хотя и неподалеку от места их генерации, но все же достаточно далеко от вторичных электронов каскада, появившихся за счет ударной ионизации молекул воздуха непосредственно при столкновении быстрых электронов. Поскольку вторичные электроны в сильном электрическом поле на предпробойной стадии разряда могут являться центрами новых электронных лавин, описанный выше процесс фотоионизации азота рентгеновскими квантами должен приводить к формированию именно диффузной формы разряда.

Экспериментально формы разряда в воздухе атмосферного давления изучались с использованием четырех генераторов импульсов высокого напряжения, которые подключались к электроду в виде острия [2,4,6,13]. Это позволяло формировать коронный и диффузный завершённый разряды при напряжениях от 10 до 250 kV и различных длительностях импульса напряжения. Второй электрод устанавливался на различных расстояниях от острейного электрода.

При наносекундном фронте импульса со скоростью роста напряжения $\sim 10^{14} \text{ V/s}$ коронный разряд имел форму диффузного конуса

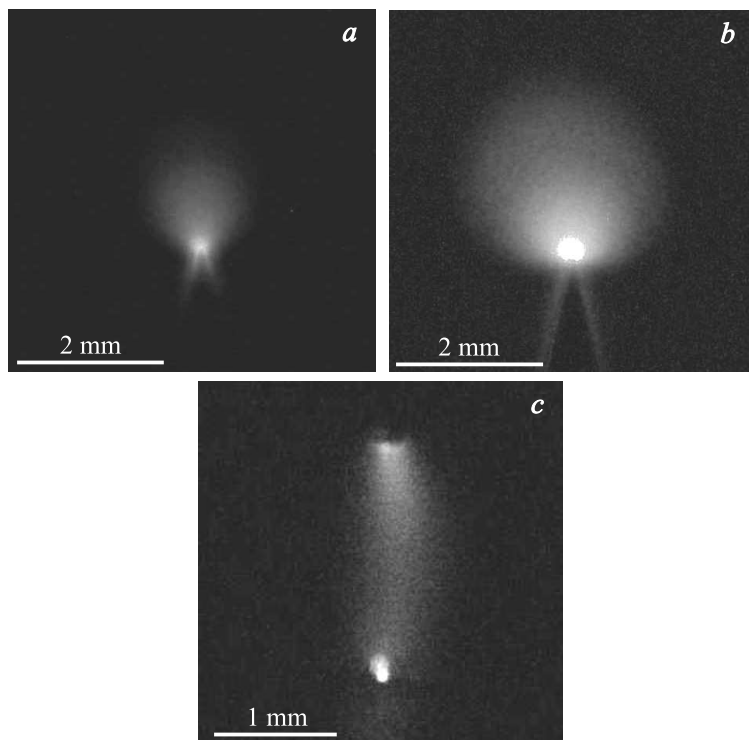


Рис. 1. Фотографии свечения коронного (*a, b*) и диффузного (*c*) разряда в воздухе атмосферного давления при зазоре $d = 2$ mm с генератором FPG-10 при частоте $f = 1$ kHz: *a* — отрицательная полярность острия, *b* и *c* — положительная. Фотографии (*a, b*) сделаны за 500 импульсов; фотография (*c*) сделана за один импульс. Острие внизу на всех фотографиях.

при обеих полярностях импульса напряжения на острейном электроде (рис. 1, *a* и *b*). Уменьшение промежутка до 2 mm приводило к формированию диффузного столба, в том числе при частоте следования импульсов 1 kHz (рис. 1, *c*), который перемыкал промежуток.

Для регистрации рентгеновского излучения использовались ФЭУ и сцинтиллятор, который устанавливался за экраном, поглощающим рентгеновские кванты с энергией менее ~ 5 keV. Поэтому регистрируемое в этих экспериментах сравнительно жесткое рентгеновское излучение

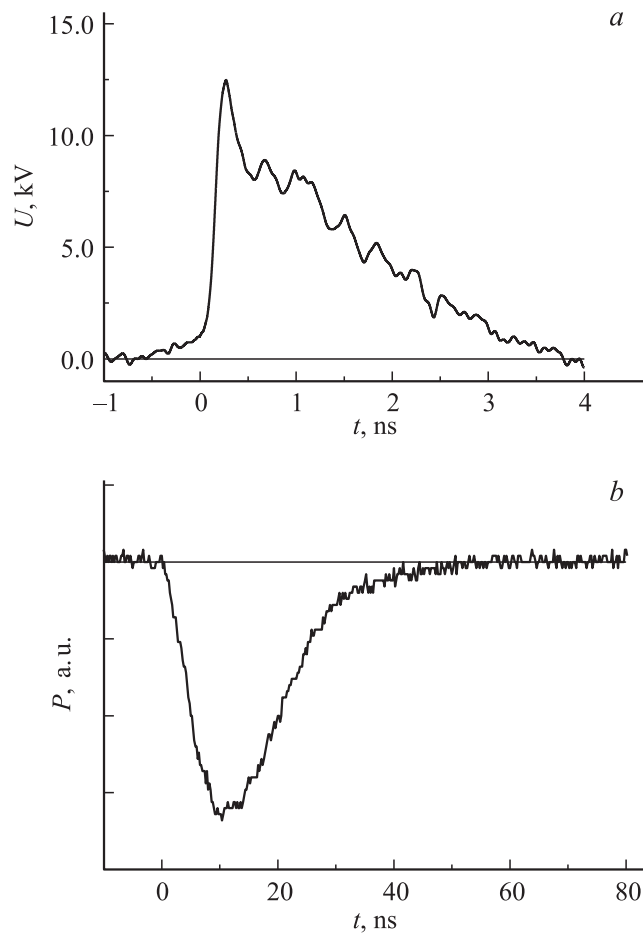


Рис. 2. Импульсы падающей волны напряжения в передающей линии генератора (а) и свечения сцинтиллятора под действием рентгеновского излучения разряда в атмосферном воздухе (b), длина зазора $d = 0.5$ mm.

генерируется в основном при торможении быстрых электронов на металлическом аноде. Рентгеновское излучение из разряда регистрировалось в различных условиях, в частности, при амплитуде напряжения в падающей волне ~ 12.5 kV. На рис. 2 приведены импульс напряжения

в передающей линии генератора FPG-10 и импульс люминесценции сцинтиллятора, который был зарегистрирован ФЭУ. Интенсивность рентгеновского излучения увеличивалась при переходе от коронного к диффузному разряду.

Диффузные формы разряда и излучение 2+ системы азота, которое характерно для таких форм разряда, наблюдались как в условиях регистрации жесткого рентгеновского излучения, так и при его отсутствии, что указывает на наличие источника предыонизации в обоих случаях. Поэтому можно полагать, что убегающие электроны приводят к генерации мягкого характеристического излучения азота и кислорода с энергией квантов ~ 0.5 keV и в тех случаях, когда имеющаяся система регистрации его не фиксировала. Известно, что за счет концентрации электрического поля на электродах с малым радиусом кривизны и на вершине растущего тонкого проводящего канала режим убегания для части электронов достигается при сравнительно малых напряжениях поля [14]. Это объясняет быстрое прорастание диффузных каналов в неоднородном электрическом поле при малых амплитудах напряжения и большой длительности импульса. Отметим, что сечение генерации характеристических рентгеновских квантов быстрыми (~ 10 keV) электронами имеет примерно ту же величину, что и сечение генерации медленных (~ 120 eV) вторичных электронов квантами излучения. Поэтому характеристическое рентгеновское излучение, которое в отличие от направленного потока быстрых электронов практически изотропно, может обеспечить эффективную фотоионизацию газа вблизи области локально усиленного поля при любой полярности напряжения на острейшем электроде и на головке стримера.

Авторы благодарят В.Ю. Кожевникова, И.Д. Костырю, М.И. Ломаева и Д.В. Рыбку за предоставленное оборудование и помощь в организации экспериментов.

Работа выполнена при поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“, ГК № 02.740.11.0562.

Список литературы

- [1] Месяц Г.А., Королев Ю.Д. // УФН. 1986. Т. 148. В. 1. С. 101–122.
- [2] Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Костыря И.Д., Ломаев М.И., Рыбка Д.В. // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 2. С. 51–59.

- [3] Babich L.P. High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: ISTC Science Technology Series. V. 2. Futurepast: Arlington, VA, 2003. 358 p.
- [4] Tarasenko V.F., Baksht E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V. // Plasma Devices and Operation. 2008. V. 16. N 4. P. 267–298.
- [5] Akishev Yu.S., Grushin M.E., Deryugin A.A., Napartovich A.P., Pan'kin M.V., Trushkin N.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 2399–2409.
- [6] Братчиков В.В., Гагаринов К.А., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 7. С. 34–42.
- [7] Rai D., Lacoste D.A., Laux C.O. // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. P. 093303.
- [8] Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Новоселов Ю.Н., Шемякин И.А. // ЖТФ. 1981. Т.51. В. 9. С. 1817–1822.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973, §70.
- [10] Kolbenstvedt H. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. P. 4785–4787.
- [11] Физические величины / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 961.
- [12] Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. С. 42.
- [13] Shao T., Zhang C., Niu Z., Yan P., Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Shutko Yu.V. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 021503.
- [14] Kunhardt E.E., Byszewski W.W. // Physical Review A. 1980. V. 21. N 6. P. 2069–2077.