

ники тока с накопителями в виде конденсаторной батареи. Однако следует указать, что запасаемая в конденсаторах плотность энергии мала, что приводит к увеличению габаритов установки. Стоимость сооружения батареи в 1,5–2 раза выше стоимости конденсаторов. По энергозапасу конденсаторные батареи, как правило, не превышают 5–10 МДж.

С увеличением применяемых энергий целесообразным видится применение электромеханических источников питания, в которых накопление энергии производится в маховых массах электрических машин при сравнительно небольшой мощности приводного двигателя. Удельная стоимость накопленной энергии в таких машинах наименьшая по сравнению с другими источниками питания, причем по мере увеличения запасаемой энергии ее удельная стоимость уменьшается. В связи с вышесказанным для питания электромагнита высокоэнергетичного ускорителя рассмотрено использование генератора импульсов тока на основе ударного генератора с индуктивным накопителем. Такое сочетание ударного генератора и индуктивного накопителя позволяет значительно увеличить запасаемую в генераторе тока энергию. Например, при соотношении индуктивного сопротивления накопителя X_n и ударного индуктивного сопротивления $X_{уд}$ генератора $X_n / X_{уд} = 8$ в накопителе можно сосредоточить энергию, равную 3,75 энергии внезапного короткого замыкания генератора [10]. У авторов имеются определенные наработки в виде патентов Российской Федерации по устройствам возбуждения электромагнитной системы бетатронов с индуктивными накопителями [11, 12].

Зона интересов ожидаемых результатов данной работы подробно рассмотрена в работе [1]. Отметим лишь, что рассматриваемый ускоритель может быть использован для создания сверхмощных СВЧ-генераторов и в качестве источника интенсивного синхротронного излучения. Такие ускорители позволят снизить стоимость единицы излучения, а также найдут ряд новых перспективных направлений их использования, таких, как зондирование атмосферы, вулканизация силиконов, крекинг сырой нефти, сжигание ядерных отходов и т.п.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kapetanakis C. A., Dialetis D., Marsh S. J. et al // Physical Review – 1991. – V.44. – № 6. – P.3900-3906.
2. Song Y., Fisher A., Prohaska R. et al // Physical Fluids. – 1992. – B.4. – № 11. – P. 3771-3780.
3. Kapetanakis C. A., Len L. K., Smith T. et al // Physical Fluids – 1991. – V.3. – № 8. – P.2396-2402.
4. Иваненко Д. Д., Померанчук И. Я. // Доклады АН СССР. – 1944. – Т.4. – С.343-348.
5. Сергеев Г. И., Шестаков В. Г. Способ ускорения электронов в бетатроне. / А.С. СССР № 1692297.
6. Москалев В. А., Сергеев Г. И., Шестаков В. Г. // ЖТФ. – 1993. – Т.63. – В.8. – С.172-176.
7. Звонцов А. А., Кунцын Г. А. Электромагнит бетатрона с разделенными магнитными цепями. / А.С. СССР № 1662330.
8. Москалев В. А., Сергеев Г. И., Шестаков В. Г. Многопучковый индукционный ускоритель электронов. / А.С. СССР № 1807833.
9. Хвастунов М. С. // Приборы и техника эксперимента, 1981. – №3.
10. Сипайлов Г. А., Хорьков К. А. Генераторы ударной мощности. М.: Энергия, 1979.
11. Москалев В. А., Пустынников С. В., Сергеев Г. И. Генератор импульсов тока. / Патент РФ №2017329.
12. Пустынников С. В., Сергеев Г. И., Сипайлов Г. А. Электромагнитная система индукционного ускорителя. / А.С. СССР №1704606.

УДК 620.179

В. К. КУЛЕШОВ, В. Н. ЛАНШАКОВ, А. К. ЗАЙЦЕВ, Л. Э. КОВАЛЕВА

РОЛЬ ВТОРИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ В РАЗВИТИИ МНОГОКАНАЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В УСЛОВИЯХ ГРП

В работе рассмотрены два ионизационных процесса, ассоциативная ионизация и фотоионизация атомов резонансными фотонами, распространяющимися на крыльях спектральных линий, на предмет их роли в качестве вторичных механизмов в развитии газового разряда в условиях ГРП. Установлено, что второй механизм может играть существенную роль в развитии стримерного разряда и способен объяснить распространение катодонаправленного стримера.

Введение

Газовый разряд в ГРП инициируется рентгеновским или высокоэнергетическим тормозным излучением. После подачи на электроды импульса высокого напряжения, из областей первичной ионизации в газе развиваются электронные лавины, что приводит к усилению изображения.

На начальной стадии своего развития газовый разряд качественно может быть описан в соответствии с таунсендовским механизмом развития газового разряда [1–3]. Механизм Таунсенда при описании разряда справедлив до тех пор, пока можно пренебречь электрическим полем пространственного заряда электронов и ионов по сравнению с напряженностью внешнего поля. Экспериментальные исследования [4–6] показали, что вследствие искажения поля пространственными зарядами, уже при небольшой плотности тока $\sim 10^{-8}$ А/см², наступает заметное увеличение ионизации, и условие самостоятельности разряда выполняется при меньших значениях напряженности на разрядном промежутке.

Для описания разряда в этих условиях наиболее широко используется теория искрового разряда, разработанная Миком [7] и независимо от него Ретером [8], которая основана на многочисленных экспериментальных исследованиях развития искрового разряда. Наиболее подробно она изложена в работах [1, 9–11].

Теория основана на рассмотрении отдельных электронных лавин, перехода их в стримеры и механизма роста стримеров. Стримерный пробой переходит в искровой, когда газовый промежуток замыкается столбом плазмы положительного (катодонаправленного) и отрицательного (анодонаправленного) стримеров, достигших электродов.

Мик, Лёб и Ретер в своих работах [1, 9, 11] сформулировали условия возникновения стримера. Критерий Мика учитывает влияние пространственного заряда ионов и записывается в форме

$$E' = \kappa^* E_0, \quad (1)$$

где E' – напряженность поля объемного заряда, E_0 – напряженность внешнего поля, $0,1 < \kappa < 1$ и изменяется в зависимости от длины промежутка.

Критерий Лёба связывает плотность ионов с интенсивностью фотоионизации и отражает тот факт, что если $n < n_{кр}$, то плотность фотоионизации недостаточна для продвижения стримера:

$$n_{кр} = \alpha \cdot \exp(\alpha z) / (\pi r_d)^2 \approx 7 \cdot 10^{11} \text{ ион/см}^2, \quad (2)$$

где α – коэффициент ударной ионизации; r_d – диффузионный радиус (сферический объем, где размещаются ионы).

В искровых камерах широко применяется условие Ретера для формирования положительного стримера [9]:

$$\alpha z_{кр} = 20, \quad (3)$$

где $z_{кр}$ – критическая длина разрядного промежутка.

Если $d < z_{кр}$, то стример не развивается и разряд протекает в соответствии с теорией Таунсенда, а при $d > z_{кр}$ работает стримерная теория. Согласно теории стримерного пробоя газов, развитой Лёбом, Миком и Ретером [1], распространение катодонаправленных стримеров обусловлено появлением вторичных электронов впереди стримера за счет фотоионизации газа излучением из самого стримера. Лозанский и Фирсов [10] показали, что ни один из предлагавшихся в этой теории механизмов не может объяснить образование достаточного количества фотоэлектронов вне стримера из-за большого коэффициента поглощения фотонов с энергией, достаточной для ионизации газа, из-за слишком малой интенсивности процессов, которые могут привести к появлению высокоэнергетических фотонов.

В данной работе рассмотрены два наиболее вероятных механизма фотоионизации газа, которые могли бы объяснить распространение катодонаправленного стримера в условиях газоразрядного преобразователя. Это ассоциативная ионизация и фотоионизация резонансно возбужденных атомов фотонами, образующимися при уширении спектральных линий.

1. Влияние ассоциативной ионизации на развитие разряда

В работе [12] был найден механизм фотоионизации газа, способный играть роль вторичного механизма в разряде. С помощью этого механизма можно устранить противоречия, связанные с очень малым коэффициентом поглощения в опытах Ретера и других авторов [13, 14]. В качестве ионно-молекулярной химической реакции, способной объяснить механизм развития катодного стримера в гелии, предложена ассоциативная ионизация:



Например, для гелия сечение реакции



имеет значение $\sim 10^{-15} - 10^{-16}$ см² [15].

Исследуем реакцию типа (4) как один из возможных механизмов развития стримера в условиях ГРП с ксенонным наполнением. Впервые процесс ассоциативной ионизации был исследован Хорнбеком и Молнармом [16], которые, возбуждая газ моноэнергетическим пучком электронов, обнаружили, что образование ионов в газе происходит при энергии электронов, меньшей энергии ионизации атомов. Учитывая селективность реакции (4), при протекании в собственном газе ассоциативную ионизацию более правильно записать в виде



Индексами n и ν обозначены соответственно состояния возбужденного атома и номера колебательного уровня иона A_2^+ , $\sigma_{n,\nu}$ – сечение процесса (4).

Ассоциативная ионизация осуществляется, если энергия возбужденного атома A^* превышает энергию основного колебательного состояния $\nu = 0$ иона A_2^+ . Вообще говоря, столкновения атомов A^* и A может привести к появлению $A_2^+(\nu)$ в различных колебательных состояниях, поэтому процессу (6) можно сопоставить сечение в соответствии с набором начального и конечного каналов реакции. В настоящее время, однако, сведения о выходе ионов A в зависимости от ν при ассоциативной ионизации атомов инертных газов отсутствуют. Поэтому реакцию (6) будем характеризовать суммарным сечением:

$$\sigma_n = \sum_{\nu} \sigma_{n,\nu}. \quad (7)$$

Лишь для атомов гелия имеются наиболее подробные экспериментальные и теоретические данные [15]. В этой же работе отмечается, что ассоциативная ионизация становится преобладающим каналом разрушения возбужденных атомов и молекул при выполнении условия

$$[A] > \frac{1}{\tau_* < \sigma_{n,\nu_a} >} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad (8)$$

где τ_* – время жизни возбужденного состояния, $[A]$ – концентрация нормальных атомов, ν_a – скорость атомов. По соотношению (8) можно определить наиболее интенсивные колебательные уровни атома гелия вступающие в реакцию (6). Для других атомов инертного газа использовать (8) затруднительно из-за отсутствия данных о сечениях выхода A_2^+ в зависимости от ν_a .

В работе [17] приведен наиболее удобный для практического применения критерий по оценке протекания разрушения возбужденных атомов по типу (6), исходящий из энергетических соображений:

$$\epsilon_A^* > \epsilon_A^i - \epsilon_{(AB)^+}^d, \quad (9)$$

где ϵ_A^* – энергия возбуждения частицы A , ϵ_A^i – энергия ионизации этой частицы, $\epsilon_{(AB)^+}^d$ – энергия диссоциации молекулярного иона $(AB)^+$ на A и B . Значение ϵ_A^i и $\epsilon_{(AB)^+}^d$, а также – потенциал образования молекул ионов U_{\min} приведены в табл. 1.

Ассоциативная ионизация наиболее эффективно происходит в случае, когда потенциал ионизации атома сравним с энергией диссоциации молекулярного иона.

У атомов инертных газов наиболее благоприятными для ассоциативной ионизации являются

уровни, энергия возбуждения которых превышает $\epsilon^* > 22,19$ эВ; 20,2 эВ; 14,6 эВ; 12,8 эВ; 11,07 эВ соответственно для He, Ne, Ar, Kr, Xe.

Данные предположения согласуются с исследованиями [18], где показано, что для Ar реакция (6) идет наиболее активно с участием атомов в состояниях $6S_{3/2}$ и $4d_{1/2}$ (энергия уровней 14,84 эВ; 14,69 эВ). Оценим количество вторичных электронов, образованных в месте образования начального электрона в результате ассоциативной ионизации. Для получения количественных оценок по образованию электронов за счет (6) необходимо знать

основные параметры возбуждения атомов и молекул (сечения, функцию распределения электронов по скоростям). Непосредственное решение кинетического уравнения Больцмана для нахождения функции

Таблица 1

Значение энергии возбуждения, энергии ионизации и потенциал образования молекулярного иона

Ион	$\epsilon_{(AB)}^d$, эВ	U_{\min} , эВ	ϵ_A^i , эВ
He ₂ ⁺	23,3 [16,20]	2,37	24,56
Ne ₂ ⁺	20,9 [16,20]	1,36 [21]; 1,31 [18]; 1,4 [22]	21,56
Ar ₂ ⁺	14,7	1,3; 1,23	15,76
Kr ₂ ⁺	13,0	1,18 [18]; 1,14	14,0
Xe ₂ ⁺	14,16 [19]	1,06 [18]; 1,03 [22]	12,1

распределения электронов затруднительно. Однако при рассмотрении атомарного газа можно полагать, что средняя энергия электронов много меньше энергии возбуждения атомов ϵ^* и составляет (3/10) ϵ_i [19]: (5,0 эВ; 3,5 эВ; 3,0 эВ; 2,5 эВ – для Ne, Ar, Kr, Xe соответственно. В этом случае свободных электронов, способных возбуждать или ионизировать атом, мало, причем электрон, испытывающий неупругое соударение теряет практически всю энергию. Это позволяет использовать диффузионную модель, заключающуюся в том, что при $v < v_1$ (v_1 – скорость электронов, соответствующая началу неупругих потерь энергии) электроны накапливают энергию из-за диффузии в электрическом поле, а при $v > v_1$ теряют ее в неупругих столкновениях.

Используя данную модель, а также с учетом того, что $v' = const$ с точностью 15–20% в области энергий $\epsilon_1 < \epsilon^* < 3\epsilon_1$ (v' – транспортная частота упругих соударений) симметричную часть функции распределения электронов, необходимую для расчета выхода оптического излучения, можно представить в виде [20]:

$$f_0 = \frac{3}{2\pi v_i q_0} \exp \left[-\frac{\sqrt{3}}{eE} \int_{v_1}^v \sqrt{v' * v^h} dv \right], \quad (10)$$

где $q_0 = \frac{2m_e \sqrt{v', v^h}}{\sqrt{3eE}}$ – параметр столкновений, v^h – частота неупругих столкновений, E – напряженность поля в газоразрядном промежутке, m_e и e – масса и заряд электрона соответственно.

Расчет сечений возбуждения резонансных уровней производился по формуле Режемортера с использованием экспериментальных значений сил осцилляторов [21], а оценки сечений для видимого излучения получены по полуэмпирическим формулам, разработанным Ванштейном, Собельманом и Юковым. Количество резонансно возбужденных атомов, приходящихся на один свободный электрон в лавине запишем, как [22]

$$Q_p = \frac{\sum_{j=1}^n \delta_j}{\alpha}, \quad (11)$$

$$\frac{\delta_j}{\alpha} = \frac{v_0^j}{v_0^j} \frac{\left(\frac{v_i - 1}{v_1} \right)}{\left(\frac{v_j - 1}{v_1} \right)} \exp \left\{ q_0 \left[\left(\frac{v_i - 1}{v_1} \right)^{3/2} - \left(\frac{v_j - 1}{v_1} \right)^{3/2} \right] \right\}, \quad (12)$$

где суммирование проводилось по полному набору резонансных уровней; v_0^j и v_0^i – соответственно коэффициенты пропорциональности в аппроксимационных формулах для частоты возбуждения на j -й резонансный уровень и частоты ионизации, v_j и v_i – скорости электронов, соответствующие энергиям j -го резонансного уровня и потенциала ионизации.

На рис.1 представлен удельный выход резонансного излучения атомов инертного газа в зависимости от напряженности электрического поля, а в табл.2 удельный выход резонансных фотонов Q_p и видимого излучения Q_B для лавино-стримерного перехода.

Таблица 2

Удельный выход резонансного излучения для лавинно-стримерного перехода

Газ	Ne	Ar	Kr	Xe
Q_p	60	105	35	55
$Q_B * 10^{-2}$	58	4,5	2,9	6,5

Для используемой конструкции ГРП при питании прямоугольными импульсами, значения напряженности, соответствующей лавино-стримерному переходу для Ne, Ar, Kr, Xe соответственно равны: 5,6; 10,4; 11,2; 14,8 кВ/см.

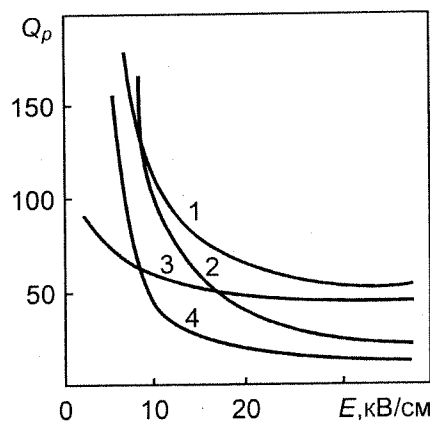


Рис.1. Удельный выход резонансного излучения атомов в зависимости от напряженности электрического поля: 1 – аргон, 2 – ксенон, 3 – неон, 4 – криптон

Из рис.1 видно, что при $E_n > 14,8$ кВ/см удельный выход резонансного излучения $Q_p \approx const$ до 30 кВ/см. Параметр столкновений обратно пропорционален напряженности электрического поля и при $E = E_n$ $q_0 \rightarrow 0$. Учитывая, что [19]

$$v^j = v_0^i \frac{(v^2 - v_i^2)}{v_i^2}, \quad (13)$$

а также, что экспонента в выражении (12) при $q_0 \rightarrow 0$ стремится к 1, получим

$$\frac{\delta_j}{\alpha} \approx \frac{v^j}{v^i} = \frac{\sigma^j}{\sigma^i}. \quad (14)$$

Аналогично рассуждая для расчета видимого излучения, получим

$$\frac{\delta_k}{\alpha} \approx \frac{v^k}{v^i} = \frac{\sigma^k}{\sigma^i}. \quad (15)$$

Выход видимого излучения в области $E > E_n$ отличается от удельного выхода резонансного излучения на величину

$$\eta = \frac{Q_B}{Q_P} \approx \frac{\sum_k \sigma^k}{\sum_j \sigma^j} \approx 0,0012, \quad (16)$$

и Q_B также можно считать $const$ при $E_n > 14,8$ кВ/см. Если обозначить T – характерное время реакции (3), T_p – время разряда, τ_c – время релаксации ступенчатых переходов, то при $T \ll T_p$ только часть возбужденных атомов успеет вступить в реакцию (4), так как $\tau_c \gg T_p$ ($\tau_c \approx 10^{-5}$ с). Число электронов, образовавшихся в результате ассоциативной ионизации в головке лавины с радиусом $r = 0,1$ мм ($r = r_n$ – радиус лавины)

$$n_{ass}^* = n_0^* \frac{T}{T_p} Q_B \frac{\exp(\alpha \cdot v \cdot T_p) \sum_{j=1}^n \sigma_{ass}(v_j)}{4\pi \cdot r^2}, \quad (17)$$

где n_0^* – плотность ионизации скрытого изображения $\approx 10^8$ см $^{-3}$, $\sum_{j=1}^n \sigma_{ass}(v_j)$ – полное сечение ассоциативной ионизации $\approx 10^{-16}$ см 2 , $T \approx 10^{-10}$ с, $T_p \approx 10^{-8}$ с, $Q_B \approx 6,5 \cdot 10^{-2}$ фотон/электрон.

Подставив данные значения в (17), получим

$$n_{ass}^* \ll 1 \quad (18)$$

при любых значениях напряженности электрического поля в рабочем режиме ГРП. Условие (18) означает, что реакция, протекающая по схеме (4) и объясняющая распространение катодонаправленного стримера [10] в гелии, в условиях ГРП не может образовывать вторичных электронов для поддержания самостоятельности разряда, так как даже в головке лавины, где плотность электронов максимальна, данный механизм не играет существенной роли в образовании вторичных электронов.

2. Учет фотоионизации резонансно возбужденных атомов фотонами, образующимися при уширении спектральных линий

Наряду с ионизацией электронным ударом, в чистых инертных газах эффективно протекает процесс резонансного возбуждения (см. табл.2). Обозначим через M^* суммарный коэффициент усиления лавины с учетом фотоионизации резонансно возбужденных атомов фотонами, распространяющимися на крыльях спектральной линии (испущенными с резонансных уровней атома и прошедшими слой газа толщиной x из-за уширения спектральных линий) и ударной ионизации. Фотоионизация резонансно возбужденных состояний действует как фактор, увеличивающий ионизацию. Размножение электронов в лавине определяется суммой коэффициентов ионизации и фотоионизации: $\alpha^* = \alpha_y + \eta^*$, где α_y – коэффициент ударной ионизации, η^* – коэффициент фотоионизации резонансно возбужденных атомов.

Рассмотрим взаимное влияние развивающихся лавин в объемном разряде ГРП друг на друга и на коэффициент усиления лавины M^* .

Будем считать, что плотность электронов, образованных в газовом объеме преобразователя в результате взаимодействия рентгеновского излучения с атомами газа распределена равномерно (это допущение справедливо для ксенонового наполнения). Тогда плотность развивающихся электронных лавин в объеме ГРП запишем в виде

$$n_0 = \Phi_\gamma \cdot \frac{\Delta E}{\omega d}, \quad (19)$$

где ΔE – поглощенная энергия в газовом промежутке на один квант (рассчитана методом Монте-Карло), ω – средняя энергия образования пары электрон-ион, Φ_γ – плотность потока рентгеновского излучения и с учетом спектрального состава падающего излучения может быть выражена следующим соотношением

$$\Phi_\gamma = 7,06 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{D_{\text{экс}} \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \Phi_\gamma(E) dE}{\int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \Phi(E) \cdot \mu_\gamma(E) dE}, \quad (20)$$

где $D_{\text{экс}}$ – экспозиционная доза в плоскости преобразователя; $\mu_\gamma(E)$ – полный массовый коэффициент ослабления для поглощения энергии гамма-квантов в воздухе.

Изменение плотности фотоэлектронов, образованных на расстоянии r от головки лавины в момент времени t , определим соотношением (геометрия расчета представлена на рис.2)

$$f(t) = \frac{1}{T} \cdot \int_0^{\rho-z(t)} \int_0^{\rho-z(t)} \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{dW(r)}{dr} \right) \cdot W_i^* \cdot W^* \cdot W_1 \cdot d\rho \cdot dz. \quad (21)$$

Здесь ρ – радиус падающего пучка излучения; $W(r)$ – вероятность фотона пролететь расстояние r без поглощения; W^* – вероятность того, что фотон попадет на резонансно возбужденный атом; W_i^* – вероятность фотоионизации резонансно возбужденного атома; W_1 – вероятность того, что атом, возбужденный резонансно, успеет излучить из головки лавины фотон, не успев перейти в более низкое энергетическое состояние и вступит в реакцию с резонансно возбужденным атомом за время t .

Вероятность пролета расстояния r без поглощения для резонансно возбужденного фотона для бесконечно тонкой спектральной линии [10]:

$$W(r) = \exp(-\Sigma \cdot r). \quad (22)$$

При нормальных условиях, имеющих место в ГРП, спектральная линия уширяется в основном вследствие соударения атомов. В основе ударного уширения лежит приближение, развитое Лоренцом, Ленцоем и Вейскопфом. Решающим фактором уширения линии является нарушение когерентности колебаний атомного осциллятора (т.е., если длительность столкновения мала (10^{-15} с по сравнению со временем свободного пробега атома 10^{-13} с), то столкновение можно считать мгновенным и излучением между столкновениями можно пренебречь). Столкновение проявляется лишь в сдвиге фаз атомного осциллятора и форма линии в этом случае имеет вид лоренцевой [21]:

$$P(\omega) = \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (23)$$

где Γ – ширина спектральной линии, ω_0 – центральная частота линии, ω – частота отклонившейся линии.

Коэффициент поглощения фотонов с частотой ω

$$\Sigma(\omega) = \frac{\Sigma_0 \cdot r^2/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (24)$$

где Σ_0 – коэффициент поглощения центрального фотона с частотой ω_0 .

Таким образом, вероятность фотона пролететь расстояние r без поглощения с учетом лоренцева уширения:

$$W(r) = \int_0^\infty \exp(-\Sigma(\omega) \cdot r) \cdot P(\omega) d\omega. \quad (25)$$

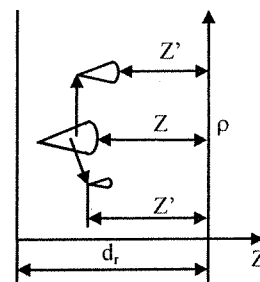


Рис.2. Геометрия расчета

Подставив (23) и (24) в выражение (22) и введя новую переменную $y = 2 \cdot (\omega - \omega_0) / \Gamma$, получим

$$W(r) = \frac{1}{\pi} \int_{-2\omega/\Gamma_0}^{\infty} \exp\left(\frac{-\Sigma_0 \cdot r}{1+y^2}\right) \cdot \frac{dy}{1+y^2}. \quad (26)$$

Например, для ксенона длина волны резонансного фотона, испускаемого при переходе $5^3P_1 - 5^1S_0$, составляет 1470 \AA , откуда видно, что $\omega = 2\pi c/\lambda \gg r$, где $r \approx 10^{-8} \text{ с}^{-1}$. Следовательно, $r \ll \omega_0$ и $y \rightarrow \infty$, $2\omega_0/r \rightarrow \infty$.

Подстановкой $y = \text{tg}\theta$ в (26) получим

$$W(r) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp(-\Sigma_0 r \cdot \cos^2 \theta) d\theta = \exp\left(\frac{-\Sigma_0 \cdot r}{2}\right) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp(-\Sigma_0 r \cdot \cos 2\theta) d\theta. \quad (27)$$

Интеграл выражения (27) можно представить в виде функции Бесселя нулевого порядка:

$$W(r) = e^{\frac{-\Sigma_0 r}{2}} \cdot J_0\left(\Sigma_0 \cdot \frac{r}{2}\right). \quad (28)$$

Так как $\Sigma_0 \approx 5,7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$ [10], то априорно выберем временной шаг интегрирования так, чтобы $\Sigma_0 \cdot \nu(E) \cdot \tau \gg 1$, что позволяет использовать асимптотическое разложение функции Бесселя:

$$J_0(z) = \exp(z) / \sqrt{2\pi \cdot z}.$$

Тогда

$$W(r) = \frac{\exp(-\Sigma_0 \cdot r/2) \cdot \exp(\Sigma_0 \cdot r/2)}{\sqrt{2\pi \cdot \Sigma_0 \cdot r/2}} = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot \Sigma_0 \cdot r}}. \quad (29)$$

Соотношение (29) теряет смысл при $r = 0$, но ясно и так, что при $r = 0$, $W(r) = 1$.

Вероятность того, что резонансный фотон поглотится на расстояние от r до $r+dr$ от места излучения, соответственно равна

$$-\frac{dW(r)}{dr} = \frac{1}{2r \cdot \sqrt{\pi \cdot \Sigma_0 \cdot r}}. \quad (30)$$

Значение вероятностей W_1 и W_i^* можно вычислить с использованием соотношений:

$$W_1 = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-t/\tau^*} \cdot e^{-t/\tau} dt = \tau^*/2\tau; \quad (31)$$

$$W_i^* = \frac{\sigma_i^*}{\sum_{i=1} \sigma_i^*} \equiv \frac{\sigma_i^*}{\sigma_i^* + \sigma_B^*}, \quad (32)$$

где τ^* – время жизни резонансно возбужденного атома, σ_i^* и σ_B^* – сечение фотоионизации атома, возбужденного резонансно и атома, возбужденного на уровни, формирующие видимое излучение.

В квазиклассическом приближении суммирование по всем переходам с уровня $n1$ ($n, 1$ – главное квантовое число и квантовое число орбитального момента соответственно) дает выражение для полного сечения фотоионизации [19].

$$\sigma_i^0 = \pi \cdot a_0^2 \cdot \frac{6}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{137} \cdot \frac{1}{z^2} \cdot \left(\frac{z^2 \cdot Ry}{\hbar \cdot \omega}\right)^3 \cdot \frac{1}{n^5}. \quad (33)$$

Видимое излучение в инертных газах образуется в основном при переходах с p -уровней на резонансные s -уровни внутри одной подоболочки. Для ксенона это переход $6p-6s$. Из (33) видно, что $\sigma_B^* \ll \sigma_i^*$, кроме того выход оптического излучения существенно ниже, чем резонансного, поэтому W^* можно принять порядка 1.

Вероятность того, что испущенный фотон попадет на резонансно возбужденный атом в момент времени t , определяется соотношением

$$W^* = n^*/n_a, \quad (34)$$

где n_a – плотность нейтральных атомов и при $p=1$ атм $n_a = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Подставив (19), (30)–(32) и (34) в (21) и проинтегрировав это выражение по излучающему объему, получим изменение коэффициента усиления с учетом фотоионизации резонансно возбужденных атомов:

$$f(t) = \frac{1}{T_p} \cdot \int_0^{z(t)} \left[W_1 \cdot W_i^* \cdot W^* \int_0^{\rho} \frac{1}{4\pi(\rho^2 + |z-z'|^2)} \cdot \frac{1}{2\sqrt{\pi} \cdot \Sigma_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + |z-z'|^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + |z-z'|^2}} d\rho \right] dz, \quad (35)$$

где $r^2 = \rho^2 + |z-z'|^2$ (см. рис.2).

В полученном выражении учитывается временное запаздывание лавины, образованной вторичными фотонами относительно основной

$$f(t) = \frac{1}{T_p} \cdot \frac{\tau^*}{2\tau} \cdot \frac{n(t)}{n_a} \cdot \frac{1}{16\pi\sqrt{\pi}\Sigma_0} \int_0^{z(t)} \int_0^{\rho} \frac{d\rho dz}{[\rho^2 + |z-z'|^2]^{3/4}}. \quad (36)$$

Интегралы, записанные в выражении (36), из разряда неберущихся, поэтому они вычислялись численными методами с использованием метода Симпсона и трапеций. Допущения, принятые при получении коэффициента поглощения резонансного излучения в соотношении (29), а также при получении (31) и (37), позволяют составить систему неравенств для определения временного шага при вычислении скорости фотоионизации резонансно возбужденных атомов:

$$\begin{cases} \Sigma_0 \cdot v(E) \cdot \tau \gg 1 \\ \tau^*/2\tau \leq 1 \end{cases} \quad (37)$$

Откуда получим

$$\begin{cases} \tau \gg 1/\Sigma_0 \cdot v(E) \\ \tau \geq \tau^*/2 \end{cases} \quad (38)$$

Наиболее жестоким условием из данной системы (38) является ограничение $\tau \geq \tau^*/2$, так как время жизни основных резонансно возбужденных состояний атомов в ксеноне составляет 3,5 нс (термы возбужденных состояний $6S[3/2]_1^0$, $6S[1/2]_1^0$), то для лавинного и стримерного режимов работы шаг выбираем 2 нс.

Погрешность вычисления интегралов в выражении (36) не превышала 1% при шаге интегрирования 2 нс.

Система дифференциальных уравнений, описывающих изменение плотности частиц, представлялась в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial [Xe_2^*]}{\partial t} = c \cdot [Xe]^2 \cdot [Xe^*], \\ \frac{\partial [Xe^*]}{\partial t} = \alpha \cdot v \cdot n \cdot Q_p - c \cdot [Xe]^2 \cdot [Xe^*], \\ \frac{\partial n}{\partial t} = \alpha \cdot v \cdot n + [Xe^*] \cdot f(t), \end{cases} \quad (39)$$

где $[Xe_2^*]$ – плотность молекулярных ионов, c – скорость образования молекулярных ионов.

Для решения системы (39) был выбран метод решения дифференциальных уравнений с предсказанием по Адамсу-Башфорту, с коррекцией по Адомсу-Милтону и модификацией.

Выбор этого метода обусловлен тем, что на начальном этапе измерения плотность электронов за счет фотоионизации резонансно возбужденных атомов мала и при оценке погрешности расчета для M^* этим процессом можно пренебречь. Следовательно, четыре начальные точки, необходимые для расчетов по выбранной методике, можно вычислить, используя метод Эйлера.

На рис.3 и 4 представлены зависимости коэффициентов усиления M^* и M_y от напряженности электрического поля в газовом промежутке, при питании детектора прямоугольными импульсами, для различных экспозиционных доз в плоскости преобразователя.

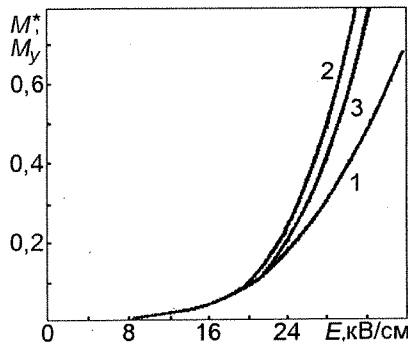


Рис.3

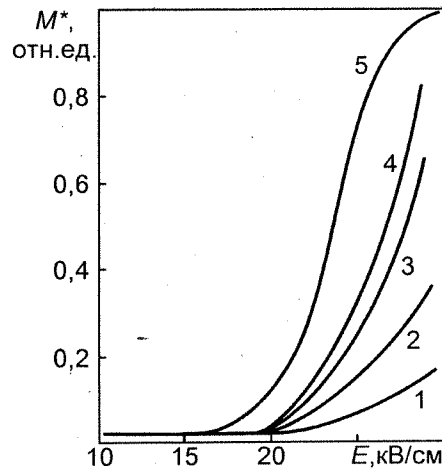


Рис.4

Рис.3. Зависимость коэффициентов усиления M^* и M_y от напряженности электрического поля. Кривые нормированы по максимальному значению M^* . 1 – M_y при $D_{\text{эксп}}=10$ мкР, 2 – M^* при $D_{\text{эксп}}=10$ мкР, 3 – M^* при $D_{\text{эксп}}=20$ мкР. Погрешность расчета 20%

Рис.4. Зависимость M^* от напряженности электрического поля при различных экспозиционных дозах в плоскости преобразователя. 1 – $D_{\text{эксп}}=1$ мкР, 2 – $D_{\text{эксп}}=10$ мкР, 3 – $D_{\text{эксп}}=50$ мкР, 4 – $D_{\text{эксп}}=100$ мкР, 5 – $D_{\text{эксп}}=1$ мР

Из рисунков видно, что при увеличении дозовых загрузок резкое нарастание коэффициента смещается в сторону уменьшения напряженности электрического поля, и более четко наблюдается скачкообразный характер кривой.

Заключение

Рассмотрение возможных вторичных процессов развития стримерного разряда в условиях ГРП показало, что ассоциативная ионизация, объясняющая распространение катодонаправленного стримера в гелии [10], в ГРП не может образовывать вторичные электроны для поддержания самостоятельности разряда, так как даже в головке лавины, где плотность электронов максимальна, данный механизм не играет существенной роли в образовании вторичных электронов.

Предложенный механизм фотоионизации резонансно возбужденных атомов фотонами, распространяющимися на крыльях спектральной линии, способен объяснить продвижение катодонаправленного стримера.

Кроме того, важной особенностью предложенного механизма является и то, что время формирования пробоя при таком вторичном механизме определяется исключительно скоростью электронов в электрическом поле, так как временем запаздывания за счет создания вторичных электронов под действием фотонов можно пренебречь, и, следовательно, оно может иметь наблюдаемое значение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мик Дж., Карэгс Дж. Электрический пробой в газах. / Перевод с англ. Под ред. В.С. Комелькова. – М.: Изд. "Иностран. литер", 1960. – 605 с.
2. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. – М.: Госатамиздат, 1961. – 323 с.
3. Townsend T. S. // Nature. – 1990. – V.62. – P.340.
4. Роговский В. В. О зажигания газового разряда. – УНФ, 1983, Т.13, с. 593.
5. Loeb L. E. Mechanism of the Spark Discharge in Air at Atmospheric Pressure // Science. – 1929. – V.69. – P.509.
6. Hippel A., Franck J. Electrical Penetration and Townsend Theory // Z.Phys. – 1929. – Bd 57. – P.696.
7. Miek J. M. // Phys. Rev. – 1940. – V.57. – P.722.
8. Raether H. // Arch. Electrotechn. – 1940. – V.34. – P.49.
9. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. / Перевод с англ. под ред. В.С. Комелькова. – М.: Мир, 1968. – 420 с.
10. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975. – 355 с.

11. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. – М.–Л.: ГИТЛ, 1950.– 672 с.
12. Лозанский Э. Д. К вопросу о природе фотоионизирующего излучения при стримерном пробое газа // ЖТФ.– 1968.– Т.38.– С. 1563–1569.
13. Raether H. Ionizing Radiation Accompanying a Spark Discharge // Z.Phys.– 1938.– Bd 110.– P.611-619.
14. Przybylski A. Investigation of the "gas-ionizing" Radiation of a Discharge // Z.Phys.– 1958.– Bd 151.– P.264–276.
15. Иванов В. А. Распадающаяся плазма // Химия плазмы. Вып. 13 / Под ред. Б.М.Смирнова.– М.: Энергоатомиздат, 1987.– С.74–114.
16. Hornbeck J. A. Molnar J. P. Mass Spectrometric Studies of Molecular Ions in the Noble Gasses // Phys.Rev.– 1951.– V.84.– P.621–625.
17. Lozansky E. D. Mechanisms of Secondary Processes in Streamer Breakdown of Gases // J.Phys.D.– 1969.– V.2.– P.137–148.
18. Безуглов Н.Н., Бородин В.М., Ключарев А.Н., Скребов В.Н., Янсон М.Л. Хемоионизация и процессы переноса энергии при медленных столкновениях возбужденных атомов // Химия плазмы. Вып.13 / Под ред. Б.М.Смирнова. М.: Энергоатомиздат, 1987.– С. 3–40.
19. Голант В.Е., Жимыский А.П. Основы физики плазмы.– М.: Атомиздат, 1977.– С.384.
20. Michel H. H., Hobbs R. H., Wright L. A. Electronic structure of the Noble Gas Dimer Ions. I. Potential Energy Curves and Spectroscopic Constants // J.Chem.Phys.– 1978.– Vol.69, 11.– P.5151–5162.
21. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий.– М.: Наука, 1979.– С.319.
22. Ланшаков В.Н., Кулешов В.К. Яркость свечения газоразряднолюминесцентных преобразователей импульсного рентгеновского излучения // Дефектоскопия.– 1986.– С.58–62.

УДК 620.179

В. К. КУЛЕШОВ, В. Н. ЛАНШАКОВ, А. К. ЗАЙЦЕВ, Л. Э. КОВАЛЕВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Объектом исследований в данной работе явились временные параметры газоразрядного рентгеновского преобразователя (ГРП): время памяти радиационного изображения и время восстановления электрической прочности газоразрядного промежутка. В процессе выполнения работы из радиального распределения поглощенной энергии в газовом зазоре ГРП определялась собственная нерезкость и влияние на нее различных элементарных процессов в чистом ксеноне и в ксеноне с добавками воздуха. Время восстановления определялось в зависимости от коэффициента усиления газового разряда, учитывалось влияние "очищающих" полей и воздушных добавок.

Введение

Под временными параметрами газоразрядного преобразователя понимается время, в течении которого сохраняется информация об объекте контроля. В отличие от искровых и трековых камер, в которых под временем памяти и временем восстановления подразумеваются счетные характеристики, для газоразрядного преобразователя эта характеристика связана с качеством получаемого изображения (контрастная чувствительность, разрешающая способность).

В зависимости от задержки между импульсом рентгеновского излучения и импульсом высокого напряжения, подаваемого на электроды преобразователя для визуализации скрытого электронного изображения, из-за диффузии и рекомбинационных процессов происходит перераспределение плотности заряженных частиц по координате и изменение ее значения.

Для повторного срабатывания преобразователя, необходимо, чтобы состояние рабочего газа к приходу следующего импульса питания возвращалось в первоначальное. Время, характеризующее возвращение газа в нормальное состояние, называют временем восстановления диэлектрической прочности газа и оно исчисляется от момента окончания тока в камере до момента приложения повторного импульса питания, не приводящего к возникновению пробоя с той же вероятностью, что и при подаче одиночного импульса, не связанного с прохождением частицы.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований узкозазорных искровых камер отличаются большой противоречивостью. В работе [1] экспериментально показано, что время восстановления зависит от рода и давления рабочего газа и практически не изменяется при варьировании