

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

величины “очищающего” поля, накопительной емкости генератора, газоразрядного промежутка и материала диэлектрика. Полученные экспериментальные результаты авторы объясняют экранированием “очищающего” поля плазмой газового разряда, амбиполярной диффузией и рекомбинацией электронов и атомарных ионов рабочего газа. Эти выводы не согласуются с результатами работы [2], где показано, что время восстановления существенно зависит от напряженности “очищающего” поля и линейно от величины межэлектродного зазора:

$$T_B = \tau + \frac{d}{\mu E}, \quad (1)$$

где τ – время, в течении которого “очищающее” поле экранировано пространственным зарядом в области плазменного столба; d – межэлектродный зазор; μ – подвижность ионов; E – напряженность внешнего “очищающего” поля.

В данной работе отмечается зависимость времени восстановления от концентрации паров спирта, что авторы связывают с перезарядкой атомов рабочего газа с молекулами спирта. В работе [2] предполагается, что возникновение повторных пробоев в газе связано с выбиванием электронов из электродов камеры ионами рабочего газа, вследствие чего не исключается зависимость времени восстановления от материала электродов.

Фишер в работе [3] связал время восстановления диэлектрической прочности газа с существованием метастабильных атомов, образованных во время искрового разряда.

Миямото, в своей работе [4] показал большое влияние на T_B добавок электроотрицательных газов. Однако в данной работе не учитывается влияние на время восстановления параметров импульсов питания (амплитуда, длительность), которые могут оказывать существенное влияние на вероятность пробоя газового промежутка.

Таким образом, физические механизмы, определяющие время памяти и время восстановления в искровых и стримерных камерах, изучены недостаточно. Поэтому требуются дополнительные теоретические экспериментальные исследования этих процессов в специфических условиях газового разряда в ГРП.

Временные параметры необходимы при разработке блоков питания, облучения и синхронизации в аппаратуре для регистрации быстропротекающих процессов на основе ГРП.

1. Физико-математическая модель формирования плотности ионизации

Первоначальное радиальное распределение поглощенной энергии (в момент времени $t=0$) и другие характеристики электронов определялись методом Монте-Карло по программе, подробно описанной в работе [5]. Функция распределения ионизации в рабочем газе преобразователя от потока квантов точечного мононаправленного источника переводились в распределение для случая резкой полубесконечной границы (в этом случае можно использовать методику определения нерезкости изображения) с помощью соотношения

$$n(x) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) \int_0^R [D(E, R)/\omega] 2R \arccos(x/R) dR dE, \quad (2)$$

где $\Phi(E)$ – флюенс частиц; $D(E, R)$ – радиальное распределение поглощенной энергии в газе от точечного мононаправленного источника нормированного на один квант; ω – энергия образования пары электрон–ион для данного газа; x – расстояние от границы.

Из выражения (2) видно, что плотность ионизации на границе равна половине плотности ионизации, созданной таким же потоком при полной засветке.

Для термализованных электронов, которые образовались в газе после прохождения ионизирующего излучения, закон изменения их плотности с течением времени, можно записать так:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} - \sum_{i=1}^n F_i - \sum_{j=1}^m G_j, \quad (3)$$

где F_i – процесс рекомбинации электронов с положительными ионами; G_j – процессы, связанные с прилипанием электронов к молекуле кислорода; D – коэффициент диффузии электронов в газе.

В табл. 1 представлены характерные времена основных химических процессов, определяющих изменение плотности электронов в условиях газоразрядного преобразователя при различных парциаль-

ных давлениях воздуха в ксеноне при $T=300$ К и начальной плотности электронов 10^8 см $^{-3}$ ($D_{\text{экср}}=100$ мкР).

Т а б л и ц а 1

Характерные времена основных химических процессов при различных парциальных давлениях воздуха

Формулы	Химическая реакция	Парциальное давление воздуха				
		$p=p_0$	$p=1$	$p=5$	$p=10$	$p=15$
4	$O_2 + e + N_2 \rightarrow O_2^- + N$	$2,5 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-3}$	$2,84 \cdot 10^{-4}$	$1,26 \cdot 10^{-4}$
5	$O_2 + e + H_2O \rightarrow O_2^- + H_2O$	26,4	$7,5 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
6	$O_2 + e + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$	$5,5 \cdot 10^2$	$5,95 \cdot 10^{-3}$	$2,36 \cdot 10^{-4}$	$5,95 \cdot 10^{-5}$	$2,64 \cdot 10^{-5}$
7	$O_2 + e + Xe \rightarrow O_2^- + Xe$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,53 \cdot 10^{-5}$	$1,06 \cdot 10^{-5}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$3,54 \cdot 10^{-6}$
8	$Xe_2^+ + e \rightarrow Xe + Xe$	$3,85 \cdot 10^{-3}$	$3,85 \cdot 10^{-3}$	$3,85 \cdot 10^{-3}$	$3,85 \cdot 10^{-3}$	$3,85 \cdot 10^{-3}$

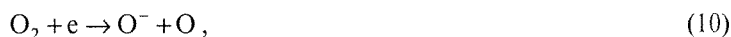
Примечание. p_0 – остаточное парциальное давление ($[H_2O]=1,08 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $[O_2]=2,7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $[N_2]=2,7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$).

Молекулярные ионы ксенона образуются в результате конверсии иона и атома в тройных соударениях и протекают по схеме:



Характерное время реакции (9) $\tau_k \sim 380$ нс.

Реакции диссоциативного прилипания в тройных столкновениях с участием электрона идут по схеме:



и заметным образом не проявляются, так как скорость реакции (11) $k_{\text{тр.е}} \sim 10^{-24}$ см 6 /с, поэтому конкуренция процесса (11) и (7) возможна только при достаточно высокой плотности электронов $n/[O_2] \sim 10^{-6}$, а диссоциативное прилипание электрона к молекуле кислорода сопряжено с немалыми затратами энергии, свыше 3,6 эВ, что значительно уменьшает вероятность этой реакции. Поэтому процесс (11) действует при $p=p_0$, как и процесс (8), а при $p > p_0$ не оказывает значительного влияния на изменение плотности электронов.

Таким образом, система дифференциальных уравнений, описывающих изменение плотности заряженных частиц, с учетом анализа элементарных процессов, протекающих в газовом объеме преобразователя, имеет следующий вид:

$$\begin{cases} (\partial n / \partial t) = D(\partial^2 n / \partial x^2) - \alpha n [Xe_2^+] - \beta [O_2] [Xe] n, \\ (\partial [Xe^+] / \partial t) = -\gamma [Xe]^2 [Xe^+], \\ (\partial [Xe_2^+] / \partial t) = \gamma [Xe]^2 [Xe^+] - \alpha n [Xe_2^+], \\ (\partial [O_2^-] / \partial t) = \beta [O_2] [Xe] n, \\ [Xe_2^+] + [Xe^+] = n + [O_2], \end{cases} \quad (12)$$

где n , $[Xe_2^+]$, $[Xe^+]$, $[O_2^-]$, $[O_2]$, $[Xe]$ – плотности электронов, молекулярных ионов, положительных ионов, отрицательных ионов, молекул кислорода и атомов ксенона соответственно; D – коэффициент диффузии электронов; α , β , γ – скорости процессов (7), (8) и (9) соответственно.

Начальные условия системы уравнений (12):

$$\begin{cases} n(t=0) = [Xe^+(t=0)] = n_0(x,0), \\ [O_2^-(t=0)] = [Xe^+(t=0)] = 0. \end{cases} \quad (13)$$

Для упрощения решения системы (12) временной интервал разбивался на два участка $t < t_0$ (где $t \approx 3\tau_d$, τ_d – характерное время диссоциативной рекомбинации) и $t > t_0$. Для получения аналитических вы-

ражений краевых условий система (12) решалась без учета диффузии при $t < t_0$, с начальными условиями (13) и α, β, γ , независимыми от времени.

В интервале времени $t < t_0$ можно считать, что изменение плотности молекулярных ионов определяется скоростью конверсии атомов ионов и влиянием диссоциативной рекомбинации на изменение плотности молекулярных ионов можно пренебречь ($\tau_k \ll \tau_d$, где τ_d – характерное время диссоциативной рекомбинации). Для этого интервала времени изменение плотности заряженных частиц выглядит следующим образом:

$$[\text{Xe}^+(t)] = [\text{Xe}^+(0)] \exp(-\gamma[\text{Xe}]^2 t); \quad (14a)$$

$$[\text{Xe}_2^+(t)] = [\text{Xe}^+(0)] [1 - \exp(-\gamma[\text{Xe}]^2 t)]; \quad (14b)$$

$$n(t) = \frac{n_0}{(\tau_d + (1 - \tau_d) \exp\{(t/\tau_n - (\tau_d/\tau_k) \exp(-t/\tau_k) - 1)\})}; \quad (14b)$$

$$[\text{O}_2^-(t)] = [\text{Xe}_2^+(t)] + [\text{Xe}^+(t)] - n(t), \quad (14r)$$

где τ_n – характерное время реакции (7).

При $t > t_0$ можно считать, что изменение плотности заряженных частиц связано с прилипанием электрона к молекуле кислорода в тройных соударениях с участием атома инертного газа и диссоциативной рекомбинацией. Скорость диссоциативной рекомбинации можно считать независимой от скорости конверсии атомных ионов, так как конверсия практически мгновенно пополняет запас молекулярных ионов, не задерживая диссоциативной рекомбинации. Следовательно, при $t > t_0$ изменение плотности молекулярных ионов будет протекать по закону:

$$(\partial[\text{Xe}_2^+(t > t_0)])/\partial t \equiv -\alpha_n [\text{Xe}_2^+(t)]. \quad (15)$$

Предполагается, что в момент времени $t = t_0$, $[\text{Xe}_2^+(t = t_0)] \approx [\text{Xe}^+(0)]$ и с учетом начальных условий (13) решение системы (13) при $t > t_0$ сводится к решению уравнений Риккати или Бернулли с независимыми от времени α, β, γ . Решение системы для данного интервала времени имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} [\text{Xe}_2^+(t)] = [\text{Xe}^+(0)] \exp\left(-\alpha \int_{t_0}^t n(t) dt\right); \end{array} \right. \quad (16a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} [\text{O}_2^-(t)] = \int_{t_0}^t \frac{n(t)}{\tau_n} dt, \end{array} \right. \quad (16b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n(t) = \frac{n_0(\alpha[\text{O}_2^-]) + \frac{1}{\tau_n}}{\left(\alpha[\text{O}_2^-] + \frac{1}{\tau_n} + n_0\alpha\right) \exp\left\{\left(\alpha[\text{O}_2^-] + \frac{1}{\tau_n}\right) - (t - t_0)\right\} - n_0\alpha}; \end{array} \right. \quad (16b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} [\text{O}_2^-(t)] + n(t) = [\text{Xe}_2^+(t)] + [\text{Xe}^+(t)]. \end{array} \right. \quad (16r)$$

Уравнения системы (12) с граничными условиями (14), (16), а также с начальными условиями (13) аппроксимировались на сетке $\bar{\omega}_{nr}$ дифференциально-разностными уравнениями разностной схемой с опережением:

$$\frac{n_i^{j+1} - n_i^j}{\tau} = D \frac{n_{i-1}^{j+1} - 2n_i^{j+1} + n_{i+1}^{j+1}}{h^2} + \varphi_i^j, \quad (17)$$

где $\varphi_i^j = \alpha n_i^j [\text{Xe}_2^+]_i^j - \beta [\text{O}_2^-]_i^j n_i^j$.

Для определения n_i^j из (17) получаем краевую задачу:

$$\frac{\tau D}{h^2} n_{i-1}^{j+1} - \left(1 + \frac{2\tau D}{h^2}\right) n_i^{j+1} + \frac{\tau D}{h^2} n_{i+1}^{j+1} = -F_i^j; 0 < i < N, \quad (18)$$

$$F_i^j = n_i^j + \tau \varphi_i^j, n_0^{j+1} = U_1(t_{j+1}), n_N^{j+1} = U_2(t_{j+1}),$$

которая решается методом правой прогонки [6]. Коэффициенты α , β , γ при решении считались неизменными во времени.

В качестве критерия точности расчетов использовался закон сохранения заряда в газовом объеме газоразрядного преобразователя. Шаг по координате и времени выбирался так, чтобы метод прогонки был устойчив. Точность расчетов не хуже 10%.

2. Временные параметры газоразрядного преобразователя рентгеновского изображения

На рис.1 и 2 представлена функция распределения электронов резкой полубесконечной границы при различных задержках импульса питания относительно импульса излучения и при различных добавках воздуха.

Из рисунков видно, что при наличии добавок воздуха изменение плотности электронов происходит значительно быстрее, чем при их отсутствии.

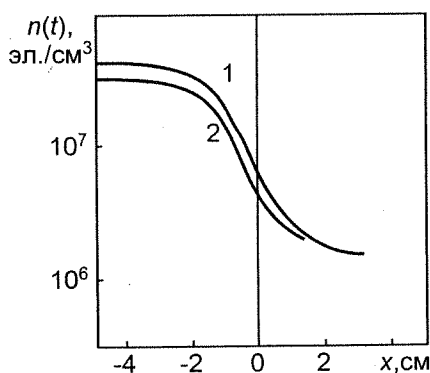


Рис.1

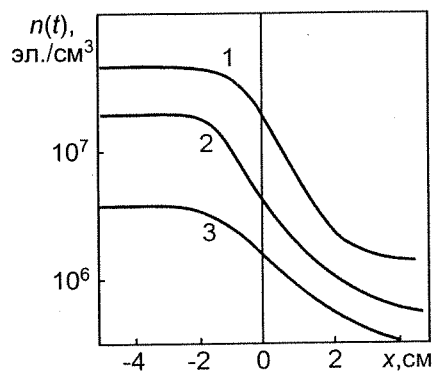


Рис.2

Рис.1. Изменение распределения плотности электронов для резкой полубесконечной границы в чистом ксеноне при различных задержках импульса питания относительно импульса излучения: 1 — $t_3 = 0$; 2 — $t_3 = 100$ мкс

Рис.2. Изменение распределения плотности электронов для резкой полубесконечной границы при различных задержках импульса питания относительно импульса излучения с воздушными добавками $p=10$ мм рт.ст.: 1 — $t_3 = 0$; 2 — $t_3 = 10$ мкс; 3 — $t_3 = 100$ мкс

При определении времени памяти и восстановления в качестве критерия возвращения газа в исходное состояние можно использовать плотность электронов, полученную расчетным путем из распределения краевой функции в чистом ксеноне при задержке импульса питания относительно импульса излучения на 1 мс. Возможность использования данного критерия подтверждается экспериментальными наблюдениями, где при задержке $t=1$ мс изображение контролируемого объекта не проявлялось. Теоретические расчеты, проведенные численными методами с использованием ранее приведенных соотношений, дают величину $8 \cdot 10^4$ см⁻³.

Анализ расчетов по определению времени памяти ГРП по разрешающей способности ГРП позволяет сделать вывод, что при изменении добавок воздуха к ксенону 0 – 10 мм рт.ст. время памяти регулируется в пределах 10^{-3} – 10^{-7} с.

Время восстановления газа зависит от коэффициента усиления газового разряда, на который сильно влияют амплитуда импульса питания и доза облучения.

В условиях ГРП газовый разряд формируется большим числом первоначальных электронов, образованных при взаимодействии ионизирующего излучения с атомами газа, а следовательно, имеет большое значение плотности тока. Это приводит к тому, что, начиная с некоторой стадии, на разряд в ГРП начинает влиять слой диэлектрика, напряжение на котором будет повышаться в результате зарядки его емкости током разряда. Это приводит в свою очередь к снижению напряжения на газовом зазоре, в результате чего практически прекращается размножение электронов. В свою очередь импеданс ГРП будет оказывать сильное шунтирующее влияние на процессы в генераторе питания. В ГРП мощность газового разряда нарастает лавинообразно, следовательно, основная информация о контролируемом объекте получается на конечной стадии разряда, когда взаимное влияние ГРП и генератора питания велико. В этой связи нет смысла использовать сложные генераторы прямоугольных импульсов, ввиду невозможности реализации их преимуществ (генераторы искровых камер должны

обеспечивать короткий передний фронт для уменьшения сноса электронов от начальной координаты их образования). На начальной стадии, ГРП, как и искровая камера, ведет себя как чисто емкостная нагрузка, однако, вследствие отличия формы разряда и вида представляемой информации, требования к длительности фронта импульса питания ГРП менее жесткие. В ГРП при наличии переднего фронта у импульса питания происходит уменьшение числа электронов в рабочем объеме, что приводит к уменьшению информации об объекте контроля. Это компенсируется значительным увеличением длительности и амплитуды импульса питания. Кроме того, это позволяет использовать легкие и компактные генераторы питания, в основе которых лежит разряд накопительной емкости на сопротивление (рис.3), а также резонансную схему генератора питания ГРП (рис.4).

Условие идеального коммутатора справедливо, когда длительность переднего фронта импульса напряжения t_ϕ гораздо короче постоянной длительности разряда T_p , а максимально возможная амплитуда импульса питания в этом случае

$$U_{\max} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} U_0, \quad (19)$$

где U_0 – напряжение питания генератора; C_1 – емкость накопительного конденсатора; C_2 – емкость ГРП.

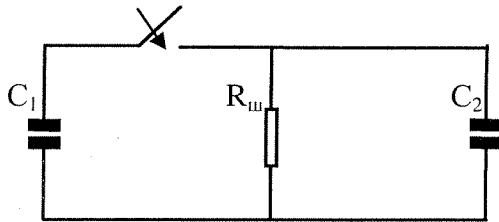


Рис.3. Схема генератора питания экспоненциальной формы

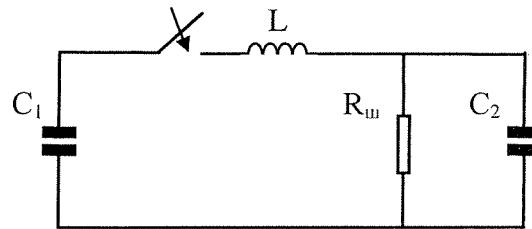


Рис.4. Схема резонансного генератора питания

Слабая зависимость информативности ГРП от формы импульса питания позволяет использовать схему генератора питания, когда выполняется условие:

$$t_\phi \ll \sqrt{\frac{LC_1C_2}{C_1 + C_2}} \ll \tau, \quad (20)$$

где L – индуктивность.

Амплитуда импульса питания ГРП в условиях ГРП с использованием схем (рис.3 и 4) может быть

$$U_{\max} = 2U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2}. \quad (21)$$

Сравнение (19) и (21) говорит о том, что: 1) можно повысить амплитуду импульса питания ГРП при той же накопительной емкости; 2) возможно использовать накопительный конденсатор, емкость которого незначительно превышает емкость ГРП, что позволяет почти на порядок снизить потребляемую мощность.

На рис.5 и 6 представлены зависимости коэффициента усиления разряда в ГРП от дозы и напряжения питания генератора.

Во всех расчетах по определению коэффициента усиления учитывалось взаимное влияние ГРП и источника питания. Генератор питания имел следующие параметры: $L = 100$ нГн, $R_{ш} = 2$ Ом, $C_1 = 150$ нФ.

Из рис.6 видно, что изменение напряжения сильнее влияет на коэффициент газового усиления, чем доза в плоскости ГРП. Например, при $D_{\text{ксп}} = 5$ мкР и $U_0 = 16$ кВ повышение напряженности на 20% увеличивает значение коэффициента усиления разряда в 30 раз, в то время как изменение дозы в этом же диапазоне не приводит к существенному увеличению данного коэффициента.

Анализируя рис.5 и 6, можно заключить, что с ростом дозы влияние напряжения на коэффициент газового усиления уменьшается. Увеличение начальной плотности электронов приводит к более бы-

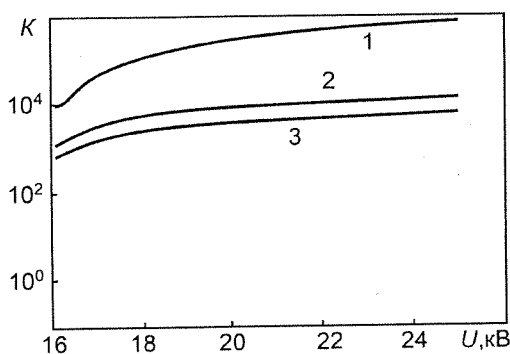


Рис.5

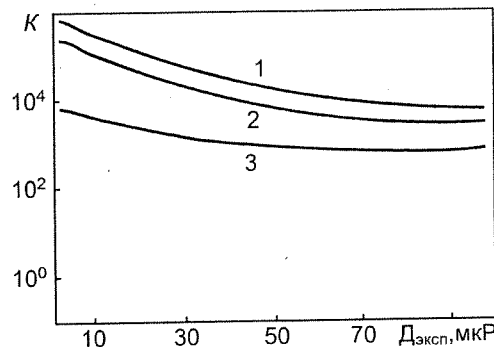


Рис.6

Рис.5. Зависимость коэффициента усиления газового разряда от напряжения питания при различных дозах: 1 - $D_{\text{экс}} = 1$ мкР; 2 - $D_{\text{экс}} = 50$ мкР; 3 - $D_{\text{экс}} = 100$ мкР

Рис.6. Зависимость коэффициента газового усиления разряда от экспозиционной дозы в плоскости ГРП при различных напряжениях питания: 1 - $U = 25$ кВ; 2 - $U = 20$ кВ; 3 - $U = 16$ кВ

рой подзарядке диэлектрика в период разряда, что в свою очередь снижает напряжение на газовом зазоре и приводит к уменьшению коэффициента газового усиления разряда. На рис.7 представлены зависимости изменения напряжения на межэлектродном промежутке при различных дозах в плоскости преобразователя.

Как показывают расчеты, изменение напряжения в пределах от 16–25 кВ и дозы в диапазоне 1–100 мкР при $C_1 = 150$ нФ и $L = 100$ нГн существенно не изменяют конечную плотность электронов. В табл.2 пред-

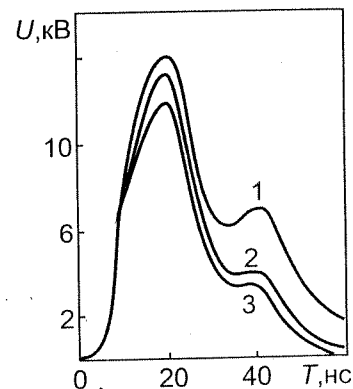


Рис.7. Зависимость изменения напряжения на межэлектродном промежутке при различных экспозиционных дозах в плоскости ГРП: 1 - $D_{\text{экс}} = 1$ мкР; 2 - $D_{\text{экс}} = 50$ мкР; 3 - $D_{\text{экс}} = 100$ мкР. Напряжение питания генератора $U_0 = 16$ кВ

ставлены расчетные конечные значения плотности электронов в ГРП при различных дозах и напряжениях генератора питания. Из таблицы видно, что их значение в рабочем диапазоне ГРП не превышает $\sim 10^{12}$ см⁻³, а значения коэффициента газового усиления $10^5 - 10^6$.

Таблица 2

Коэффициент газового усиления при различных значениях напряжения на газовом промежутке ГРП и экспозиционной дозы в плоскости ГРП

$U_0, \text{кВ}$	$D_{\text{экс}}, \text{мкР}$		
	1	50	100
16	$9,31 \cdot 10^9$	$6,15 \cdot 10^{10}$	$7,13 \cdot 10^{11}$
20	$2,45 \cdot 10^{11}$	$3,25 \cdot 10^{11}$	$3,44 \cdot 10^{11}$
25	$8,61 \cdot 10^{11}$	$8,35 \cdot 10^{11}$	$8,24 \cdot 10^{11}$

Рассмотрим возможность регулирования времени восстановления с помощью добавок воздуха и “очищающих” электрических полей.

В случае, когда конструкция предусматривает стекание заряда в период разрядки или, когда “очищающее” поле отсутствует $E = 0$, то время восстановления, учитывая ранее описанные физические процессы, в основном, будет определяться трехчастичным прилипанием электронов к молекуле кислорода и изменение плотности электронов может быть представлено в виде

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = -\beta[\text{O}_2][\text{Xe}]n.$$

Откуда время восстановления

$$T_B = \tau_n \ln \frac{n_0}{n(T_B)}, \quad (22)$$

где n_0 – плотность электронов в момент времени $t = T_p$ (T_p – время формирования разряда); $n(T_B)$ – плотность электронов в момент времени $t = T_B$ и имеет значение $\sim 8 \cdot 10^4$.

Как видно из соотношения (22), время восстановления не очень чувствительно к величине отношения $n_0/n(T_B)$, которое стоит под знаком логарифма. Следовательно, время восстановления в большей степени зависит от парциального давления молекул кислорода, а не от плотности электронов в момент времени $t = T_p$ и $t = T_B$. Это значит, что погрешности, получаемые при вычислении коэффициента усиления из-за неучета влияния добавок воздуха на коэффициент Таунсенда α , а также полученные при выборе $n(T_B)$, не будут сильно сказываться при расчете времени восстановления.

На рис.8 показана зависимость изменения времени восстановления от величины парциального давления добавок воздуха при $D_{\text{эксп}} = 1$ мкР и различных значениях напряжения питания.

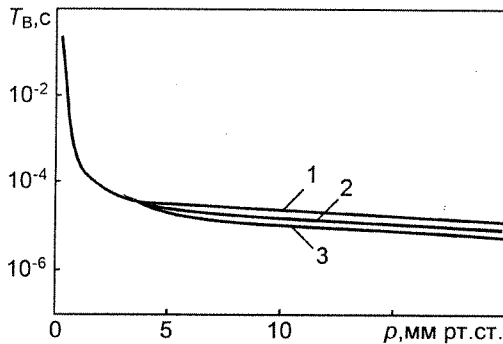


Рис.8. Зависимость изменения времени восстановления от величины парциального давления добавок воздуха: 1 – $U_0 = 16$ кВ; 2 – $U_0 = 20$ кВ; 3 – $U_0 = 25$ кВ. Экспозиционная доза $D_{\text{эксп}} = 1$ мкР

Анализ результатов показывает, что изменение добавок воздуха в пределах от 0 – 20 мм рт.ст. позволяет изменять частоту работы преобразователя от 4 – 78 кГц.

Прежде, чем рассмотреть вопрос о влиянии “очищающих” электрических полей на время восстановления, необходимо знать глубину проникновения этих полей в послеразрядную плазму. Условия проникновения и существования амбиполярной диффузии записываются в виде [7]

$$d \gg r_g, r_g = \sqrt{kT_e / 4\pi e^2 n}, \quad (23)$$

где d – толщина слоя газа; r_g – дебаевский радиус экранирования; T_e – температура электронов; e , n – заряд электронов и их плотность; k – постоянная Больцмана.

Подставив в (23) характерные значения $d = 5$ мм, $n = 10^{12}$ см $^{-3}$, $T_e = 3$ эВ, получим, что амбиполярная диффузия в условиях ГРП будет наблюдаться при $d \gg 11$ см. Следовательно, для увеличения частоты работы преобразователя возможно использование “очищающих” электрических полей.

В случае, когда $p = p_0$, пренебрегая изменениями плотности электронов за счет тройного прилипания, и, считая, что плотность электронов распределена равномерно по толщине газового промежутка, уравнение изменения плотности электронов будет иметь вид:

$$\frac{\partial n(z,t)}{\partial t} = -\nu \frac{\partial n(z,t)}{\partial z}. \quad (24)$$

Решая (24) при $n(0)=n_0$, получим

$$T_B = \frac{d}{\nu} \left(1 - \frac{n(T_B)}{n_0} \right) \approx \frac{d}{\mu E}, \quad (25)$$

где μ – подвижность электронов, E – напряженность электрического поля.

На рис.9 показано изменение времени восстановления от величины напряженности электрического поля при $p = p_0$.

Как и в случае с воздушными добавками, время восстановления не сильно зависит от n_0 , так как отношение $n(T_B)/n_0 \ll 1$.

Изменение плотности электронов при комбинировании “очищающих” полей и добавок воздуха выглядит так

$$\frac{\partial n(x,z,t)}{\partial t} = -v \frac{\partial n(x,z,t)}{\partial z} - \beta [O_2][Xe]n. \quad (26)$$

Решая это уравнение методом вариации произвольной постоянной при равномерном распределении электронов в межэлектродном промежутке, получим

$$n(t) = n_0 e^{-t/\tau_n} - \frac{v n_0}{d} \tau_n (1 - e^{-t/\tau_n}). \quad (27)$$

Используя асимптотическое разложение экспоненциальной функции в ряд, получим выражение для определения времени восстановления

$$T_B = \left(1 - \frac{n(T_B)}{n_0} \right) \frac{1}{(1/\tau_n) + (v/d)}. \quad (28)$$

Так как $n(T_B)/n \ll 1$, то T_B можно записать в виде

$$T_B \approx \frac{\tau_n d}{d + v\tau_n}. \quad (29)$$

На рис.10 представлена зависимость изменения времени восстановления от напряженности “очищающего” электрического поля при различных парциальных добавках воздуха.

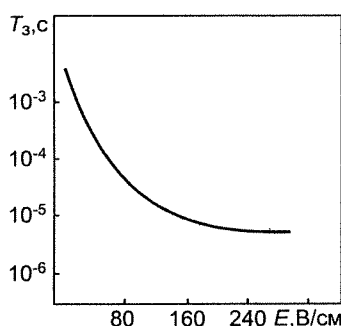


Рис.9

Рис.9. Изменение времени восстановления ГРП от напряженности “очищающего” электрического поля при $P = P_0$

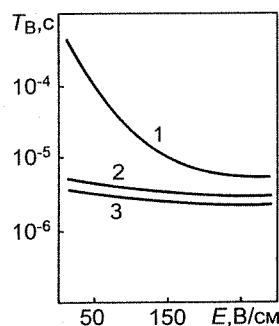


Рис.10

Рис.10. Зависимость изменения времени восстановления от напряженности “очищающего” электрического поля при различных парциальных давлениях воздуха: 1 - $P = P_0$; 2 - $P = 10$; 3 - $P = 15$ мм рт.ст.

Из соотношения (29) видно, что с увеличением добавок воздуха данное соотношение переходит к предельному случаю (22), а при $\mu \ll \frac{d}{\tau_n E}$ получаем предельный случай (25).

Если плотность молекул кислорода в газе превышает значение

$$[O_2] > \frac{\mu E}{\beta d} \ln \frac{n_0}{n(T_B)} \approx \frac{1}{2} \frac{\mu E}{\beta}, \quad (30)$$

то основное влияние на регулировку времени восстановления будет оказывать трехчастичное прилипание электронов к молекулам кислорода. Данное значение соответствует парциальному давлению воздуха ~ 5 мм рт.ст.

Таким образом, теоретическое рассмотрение вопроса о регулировании времени восстановления приводит к тому, что: 1) при использовании ГРП с чистым ксененом наиболее эффективно использовать “очищающие” электрические поля; 2) там, где не требуется высокой яркости изображения, эффективно использование добавки воздуха. Кроме того, при использовании добавок воздуха не требуется специальных конструктивных и схемных решений для создания и подачи “очищающих” электрических полей и имеется возможность получения изображений при работе преобразователя с частотой до 100 кГц.

3. Сравнение экспериментальных и расчетных данных

Экспериментально время памяти преобразователя определялось по пространственной разрешающей способности. На рис.11 показана схема экспериментальной установки. Рентгеновское излучение от

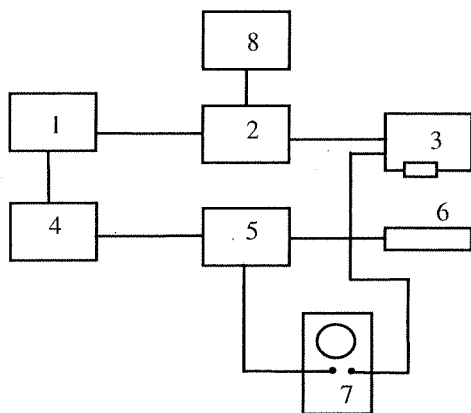


Рис.11

Рис.11. Схема экспериментальной установки: 1,4 – генератор импульсов Г5-54; 2 – генератор высокого напряжения рентгеновского излучателя; 3 – излучатель МИРА-2Д; 5 – генератор высокого напряжения ГРП; 6 – ГРП; 7 – осциллограф; 8 – пульт управления

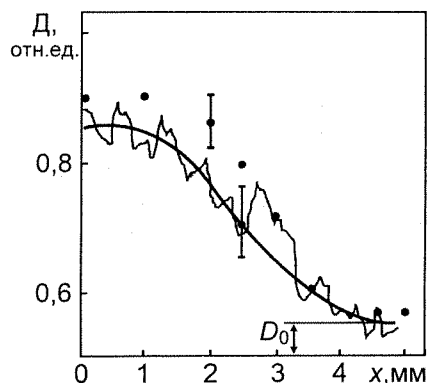


Рис.12

Рис.12. Распределение оптической плотности: 1 – микрофотограмма, 2 – аппроксимирующая кривая, точки – расчет

источника падало на просвечиваемый образец, который находился на расстоянии 1,2 м от анода рентгеновской трубки и представлял собой свинцовую пластину с набором сквозных щелей различной толщины. Газоразрядный преобразователь располагался непосредственно за просвечиваемым образцом.

Изображение экрана преобразователя фотографировалось на фотопленку, и микрофоторамма резкой границы принималась за переходную кривую, которая сравнивалась с расчетными результатами. Краевая функция, полученная фотометрированием одноимпульсного изображения на пленке удовлетворительно аппроксимируется кривой [12, 13]:

$$D(x) = D_0 + 0,5\Delta D \left[1 + 2\Phi \left(\frac{3(x-x_0)}{U_c} \right) \right], \quad (31)$$

где D_0 – оптическая плотность вуали; x – координата; $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \exp(-t^2/2) dt$ – функция Лапласа.

Микрофотограмма и результаты расчета, пронормированные по экспериментальной кривой и совмещенные на полувысоте при $t_s=10$ мкс и $p=10$ мм рт.ст., представлены на рис.12. Собственная нерезкость газоразрядного преобразователя, полученная микрофотометрированием одного и того же негатива, составила 5,2 мм со среднеквадратичным отклонением 1,4 мм, что удовлетворительно согласуется с расчетными данными.

Заключение

В результате исследований получено, что основными процессами, определяющими время памяти ГРП, являются: прилипание электрона к молекуле кислорода при участии атома ксенона и диссоциативная рекомбинация. При изменении добавок воздуха в интервале (0–10) мм рт.ст., время памяти ГРП изменяется от 10^{-3} до 10^{-7} с. Возможность варьирования памяти в широком диапазоне позволяет снизить требования к быстродействию и стабильности высоковольтных коммутаторов генераторов питания.

Минимальное время между двумя срабатываниями ГРП (время восстановления) может достигать ~ 10 мкс с применением добавок воздуха к ксенону 20 мм рт.ст., при этом динамическое размытие изображения при средней скорости движения объекта контроля 5 км/час в многоканальной системе просвечивания составит $1,4 \cdot 10^{-2}$ мм, что много меньше собственной нерезкости изображения в ГРП. Пер-

спективно применение ГРП с такими добавками воздуха при стробоскопической регистрации быстропротекающих процессов с частотой до 100 кГц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гордеев В. А., Даманский Е. А. Время восстановления искровых камер / Препринт ТИ, 1967. – С.6.
2. Мартынов В. И., Рыльцов В. В. Послеразрядная деионизация в искровых камерах с малым зазором // ПТЭ. – 1975. – Т.3. – С.72–75.
3. Fische J. and Zorn. Spark Chamber Symposium // RSI. – 1961. – V.32. – P.480.
4. Mijamoto S. Discharge Chamber. Some Consideration of Its Characteristics // Nuovo Cimento, 1963. – V. 27. – №6. – P.1325.
5. Беспалов В. И., Зайцев А. К., Кононов М. Ю., Кулешов В. К. Собственная нерезкость газоразрядных преобразователей, работающих с высокоэнергетическим тормозным излучением. // Дефектоскопия. – 1988. – № 1. – С. 71–78.
6. Самарский А. А., Гулин А. В. Численные методы. – М: Наука, 1989. – 432 с.
7. Лозанский Э. Д., Фирсов О. В. Теория искры. – М: Атомиздат, 1975. – 272 с.
8. А.с. 1208500 (СССР). Способ преобразования изображений в радиационном интроскопе с импульсным излучением / М. Ю. Кононов, В. Н. Ланшаков, В. К. Кулешов // Опул. в Б. И., 1981.
9. Гороховский Ю. Н. Спектральные исследования фотографического процесса. – М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1960. – 392 с.
10. Гороховский Ю. Н., Баранова В. П. Свойства черно-белых фотографических пленок. Сентрометрический справочник. – М: Наука, 1970. – 388 с.
11. Фризер Х. Фотографическая регистрация информации. Пер. с нем. / Под ред. К. В. Вендоровского. – М: Мир, 1978. – 670 с.
12. Кулешов А. С., Кулешов В. К. Собственная нерезкость и частотоконтрастные характеристики газоразрядных преобразователей, работающих в лавинном режиме // Дефектоскопия. – 1985. – № 11. – С. 40–44.
13. Заневский Ю. В. Проволочные детекторы элементарных частиц. – М: Атомиздат, 1978. – 234 с.

УДК 620.179

*Б. И. КАПРАНОВ, В. А. ШАВЕРИН, В. В. ВАРГА, Ю. В. АЛХИМОВ,
О. А. СИДУЛЕНКО, В. Я. МАКЛАШЕВСКИЙ, В. Н. ФИЛИНОВ*

АЛГОРИТМЫ И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КОМПТОНОВСКОГО ТОМОГРАФА "ТОМСАN-200"

Создан комплекс алгоритмов и программного обеспечения для предварительной обработки сигналов с блока сцинтилляционных детекторов, формирования и обработки комптоновских изображений.

1. Комптоновская томография

Алгоритмы синтеза томограмм

Простейший метод визуализации – 3-координатное механическое сканирование рассеивающего объема (РО) по объекту контроля и регистрация в каждой точке интенсивности потока квантов в детекторе.

Применение линейки детекторов позволяет, осуществляя двухкоординатное сканирование, получить набор данных о каждом сечении объекта контроля. То есть, при прохождении сканера по одной координате Y получаем двумерный массив данных или массив сечений рассеяния. При сдвиге сканера по другой координате Z и прохождении вновь по Y получаем следующее сечение объекта контроля и так далее.

Большую производительность формирования изображения можно получить в системах с двухкоординатными позиционно-чувствительными детекторами-матрицами. В качестве элементов двухкоординатного пространственного отбора используются либо пинхол, либо микроканальные коллиматоры, применяемые гамма-камерами и осуществляющие параллельный перенос гамма-изображения на чувствительную поверхность детектора. Распределение интенсивности обратнорассеянного излучения на детекторе пропорционально распределению активности наведенных в объекте источников, а следовательно, и распределению плотности в реконструируемом слое.