

Ю.В. АЛХИМОВ, В.К. КУЛЕШОВ, Л.Э. КОВАЛЕВА

## РЕГИСТРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЕТЕКТОРАМИ, ИСПОЛЬЗУЮЩИМИ ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД ПРЕДЕЛЬНО ПЛОТНОЙ СТРУКТУРЫ

В работе рассмотрены вопросы формирования видимого изображения в газоразрядном преобразователе рентгеновского излучения в видимое. Рассмотрены физико-математическая модель формирования первичной ионизации в газовом объеме ГРП и процесс развития электронных лавин из центров ионизации под воздействием высоковольтных импульсов питания. Определены основные процессы, влияющие на параметры получаемого изображения.

*Работа выполнена в рамках программы сотрудничества Министерства образования Российской Федерации и Министерства Российской Федерации по атомной энергии по направлению "Научно-инновационное сотрудничество" 2002 г.*

### Введение

Газовые детекторы ионизирующих излучений используются в ядерной физике давно. Это искровые камеры, применяемые для регистрации треков элементарных частиц. Аналогичные детекторы можно применять для регистрации изображений, создаваемых ионизирующими излучением, путем накопления регистрируемой информации. Механизм создания центров ионизации и развития разряда в таких детекторах хорошо изучен. На начальной стадии своего развития газовый разряд качественно может быть описан в соответствии с таундсендовским 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  $\sim 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ , наступает заметное увеличение ионизации, и условие самостоятельности разряда выполняется при меньших значениях напряженности на разрядном промежутке.

Нами исследован другой тип газового детектора – газоразрядный преобразователь рентгеновского излучения в видимое (ГРП), особенностью которого является использование коллективного разряда в газе при атмосферном давлении для формирования видимого изображения. ГРП представляет из себя (рис.1) разрядный промежуток, образованный двумя плоско-параллельными электродами и питаемый импульсами высокого напряжения. Конструктивно ГРП представляет собой двухэлектродную камеру, наполненную инертным газом при атмосферном давлении. Расстояние между электродами, один из которых должен быть прозрачен для видимой части спектра, составляет не более 1 см. Для ограничения тока в отдельных разрядах и их электрической связки друг от друга один из электродов отделен от газового объема диэлектриком. В силу значительного влияния разрядов друг на друга процесс формирования видимого изображения в ГРП имеет существенные особенности. Рассмотрению этих особенностей посвящена данная статья.

Процесс формирования изображения в ГРП можно разделить на стадии образования скрытого электронно-ионного изображения и трансформации его в видимое посредством газового разряда.

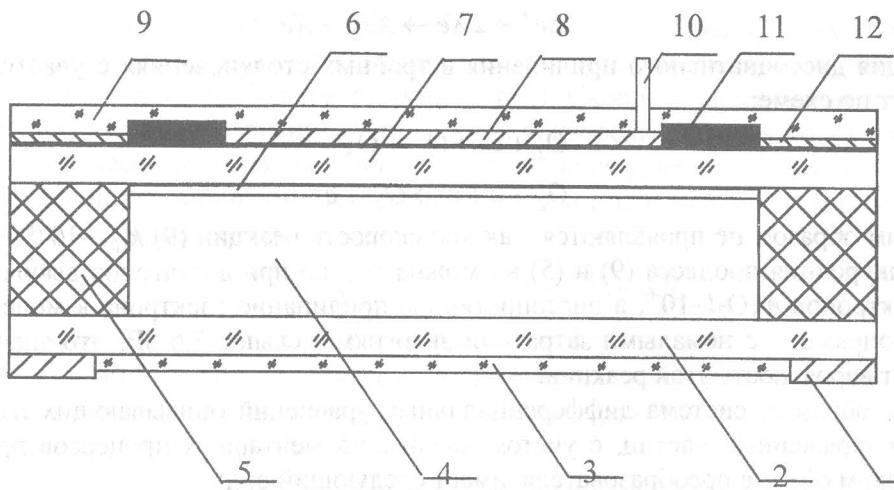


Рис.1. Газоразрядный преобразователь рентгеновского излучения в видимое: 1 - контактные дорожки (напыленный слой Al); 2,7 - стеклянные подложки; 3 - прозрачный электрод, пленка SnO<sub>2</sub>; 4 - газоразрядный объем; 5 - рамка; 6 - люминофорный слой; 8 - непрозрачный электрод (напыленный слой Al); 9 - защитная пленка из органического полимера; 10 - вывод непрозрачного электрода; 11- резистивный слой; 12– выравнивающий электрод

## 1. Физико-математическая модель формирования плотности ионизации

Скрытое изображение формируется в газовом объеме первичными электронами, образованными при прохождении фотонного излучения через электроды и газовое наполнение детектора.

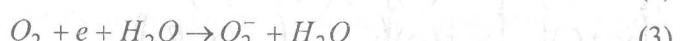
Первоначальное радиальное распределение поглощенной энергии (в момент времени  $t=0$ ) и другие характеристики электронов, определяются методом Монте-Карло по программе, подробно описанной в работе [23].

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

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

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.

Основные химические процессы, определяющие изменение плотности электронов в условиях ГРП следующие:



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



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



и заметным образом не проявляются, так как скорость реакции (9)  $k_{\text{тр},e} \sim 10^{-24} \text{ см}^6/\text{с}$ , поэтому конкуренция процесса (9) и (5) возможна только при достаточно высокой плотности электронов  $n/[O_2] \sim 10^6$ , а диссоциативное прилипание электрона к молекуле кислорода сопряжено с немалыми затратами энергиями, свыше 3,6 эВ, что значительно уменьшает вероятность этой реакции.

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

$$\begin{cases} (\partial n / \partial t) = D(\partial^2 n / \partial x^2) - \alpha n [Xe_2^+] - \beta [O_2] [Xe] n \\ (\partial [Xe^+] / \partial t) = -\gamma [Xe]^2 [Xe^+] \\ (\partial [Xe_2^+] / \partial t) = \gamma [Xe]^2 [Xe^+] - \alpha n [Xe_2^+] \\ (\partial [O_2^-] / \partial t) = \beta [O_2] [Xe] n \\ [Xe_2^+] + [Xe^+] = n + [O_2] \end{cases}, \quad (10)$$

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;  $\alpha, \beta, \gamma$  – скорости процессов (6), (5) и (7) соответственно.

Начальные условия системы уравнений (10):

$$\begin{cases} n(t=0) = [Xe^+(t=0)] = n_0(x, 0) \\ [O_2^-(t=0)] = [Xe^+(t=0)] = 0 \end{cases} \quad (11)$$

Для упрощения решения системы (10) временной интервал можно разбить на два участка  $t < t_0$  (где  $t \approx 3 \tau_d$ ,  $\tau_d$  – характерное время диссоциативной рекомбинации) и  $t > t_0$ .

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  $\tau_d$  – характерное время диссоциативной рекомбинации). Для этого интервала времени изменение плотности заряженных частиц выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} [Xe^+(t)] = [Xe^+(0)] \exp(-\gamma [Xe]^2 t) \\ [Xe_2^+(t)] = [Xe^+(0)] \left[ 1 - \exp(-\gamma [Xe]^2 t) \right] \\ n(t) = \frac{n_0}{(\tau_g + (1 - \tau_g) \exp([t/\tau_n - (\tau_g/\tau_k) \exp(-t/\tau_k) - 1]))} \\ [O_2^-(t)] = [Xe_2^+(t)] + [Xe^+(t)] - n(t) \end{cases} \quad (12)$$

где  $\tau_n$  – характерное время реакции (6).

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:

$$(\partial [Xe_2^+(t > t_0)] / \partial t) \approx -\alpha_n [Xe_2^+(t)] \quad (13)$$

Предполагается, что в момент времени  $t = t_0$ ,  $[Xe_2^+(t = t_0)] \approx [Xe^+(0)]$  и с учетом начальных условий (11) решение системы (10) при  $t > t_0$  сводится к решению уравнений Риккати или Бернулли с независящими от времени  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ . Решение системы для данного интервала времени имеет вид:

$$\begin{cases} [Xe_2^+(t)] = [Xe^+(0)] \exp(-\alpha) \int_{t_0}^t n(t) dt \\ [O_2^-(t)] = \int_{t_0}^t \frac{n(t)}{\tau_n} dt \\ n(t) = \frac{n_0 (\alpha [O_2^-] + \frac{1}{\tau_n})}{\left( \alpha [O_2^-] + \frac{1}{\tau_n} + n_0 \alpha \right) \exp \left\{ \left( \alpha [O_2^-] + \frac{1}{\tau_n} \right) - (t - t_0) \right\}} \\ [O_2^-(t)] + n(t) = [Xe_2^+(t)] + [Xe_2^-(t)] \end{cases} \quad (14)$$

В качестве критерия точности расчетов можно использовать закон сохранения заряда в газовом объеме ГРП.

## 2. Развитие газового разряда в условия ГРП

Формирование оптического изображения связано с протеканием процессов возбуждения атомов и молекул в разрядах. На начальной стадии разряда из отдельного электрона или группы электронов развивается лавина. Рост числа электронов в лавине происходит по закону

$$N(t) = N(0) \exp(\alpha v_e t), \quad (15)$$

где  $N(0)$  – начальное число электронов в центре ионизации,  $\alpha$  – коэффициент ударной ионизации,  $v_e$  – скорость дрейфа электронов.

Коэффициент ударной ионизации численно равен количеству электронов, которое образует каждый электрон на единице пути, и является сложной функцией давления газа и напряженности электрического поля.

По мере развития разряда количество электронов в лавине увеличивается, и на ее развитие начинает влиять электрическое поле создаваемое головкой лавины. Для описания разряда в этих условиях наиболее широко используется теория искрового разряда разработанная Миком [7] и независимо от него Петером [8], которая основана на многочисленных экспериментальных исследованиях развития искрового разряда. 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 (катодонаправленный) и отрицательного (анодонаправленный) 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:

$$E = \kappa^* E_0, \quad (16)$$

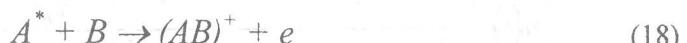
где  $E'$  – напряженность поля объемного заряда,  $E_0$  – напряженность внешнего поля,  $0,1 < \kappa < 1$  и изменяется в зависимости от длины промежутка.

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

$$n_{kp} = \alpha \cdot \exp(\alpha z) / (\pi r_d)^2 \approx 7 \cdot 10^{11} \frac{\text{ион}}{\text{см}^2}, \quad (17)$$

где  $r_d$  – диффузионный радиус (сферический объем, где размещаются ионы).

В теории Мика и Леба в качестве основного механизма образования дочерних лавин рассматривался фотоэффект. Однако он не может обеспечить достаточное число электронов. В работе [12] был найден механизм фотоионизации газа, способный играть роль вторичного механизма в разряде. С помощью этого механизма можно устранить противоречие, 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 предложена ассоциативная ионизация:

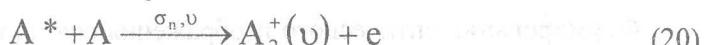


Например, для гелия сечение реакции:



имеет значение  $\sim 10^{-15} - 10^{-16} \text{ см}^2$  [15].

Впервые процесс ассоциативной ионизации был исследован Хорнбеком и Молнаром [16], которые возбуждая газ моноэнергетическим пучком электронов, обнаружили, что образование ионов в газе происходит при энергии электронов, меньшей энергии ионизации атомов. Учитывая селективность реакции (18), при протекании в собственном газе, ассоциативную ионизацию более правильно записать в виде:



Индексами  $n$  и  $\nu$  обозначены соответственно состояния возбужденного атома и номера колебательного уровня иона  $A_2^+$ ,  $\sigma_{n,\nu}$  – сечение процесса (18).

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 (20) можно сопоставить сечение в соответствии с набором начального и конечного каналов реакции. В настоящее время, однако сведения о выходе ионов  $A$  в зависимости от  $\nu$  при ассоциативной ионизации атомов инертных газов отсутствуют. Поэтому реакцию (20) будем характеризовать суммарным сечением:

$$\sigma_n = \sum_{\nu} \sigma_{n,\nu} \quad (21)$$

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:

$$[A] > \frac{1}{\tau_* < \sigma_n, v_a >} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad (22)$$

где  $\tau_*$  - время жизни возбужденного состояния,  $[A]$  - концентрация нормальных атомов,  $v_a$  - скорость атомов. По соотношению (22) можно определить наиболее интенсивные колебательные уровни атома гелия вступающие в реакцию (20). Для других атомов инертного газа, использовать (22) затруднительно из-за отсутствия данных о сечениях выхода  $A_2^+$  в зависимости от  $v_a$ .

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

$$\varepsilon_A^* > \varepsilon_A^i - \varepsilon_{(AB)^+}^d, \quad (23)$$

где  $\varepsilon_A^*$  - энергия возбуждения частицы  $A$ ,  $\varepsilon_A^i$  - энергия ионизации этой частицы,  $\varepsilon_{(AB)^+}^d$  - энергия диссоциации молекулярного иона  $(AB)^+$  на  $A$  и  $B$ .

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  $\varepsilon^* > 22,19 \text{ эВ}; 20,2 \text{ эВ}; 14,6 \text{ эВ}; 12,8 \text{ эВ}; 11,07 \text{ эВ}$  соответственно для  $He, Ne, Ar, Kr, Xe$ .

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.

На рис. 2 и 3 представлены зависимости коэффициента усиления разряда в ГРП от дозы и напряжения питания генератора.

вышение 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. 2 и 3 можно заключить, что с ростом дозы влияние напряжения на коэффициент газового усиления уменьшается. Увеличение начальной плотности электронов приводит к более быстрой подзарядке диэлектрика в период разряда, что в свою очередь снижает напряжение на газовом зазоре и приводит к уменьшению коэффициента газового усиления разряда.

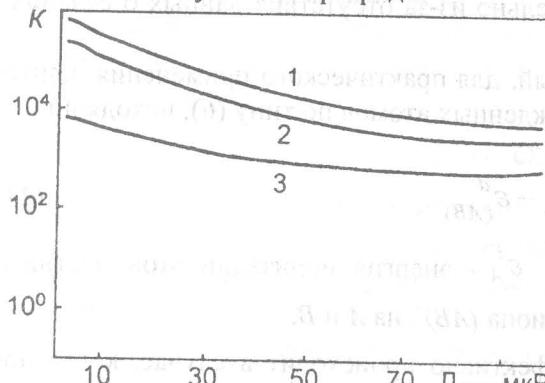


Рис.2. Зависимость коэффициента усиления газового разряда от направления питания при различных дозах (1 –  $D_{\text{эксп.}} = 1 \text{ мкР}$ ; 2 –  $D_{\text{эксп.}} = 50 \text{ мкР}$ ; 3 –  $D_{\text{эксп.}} = 100 \text{ мкР}$ )

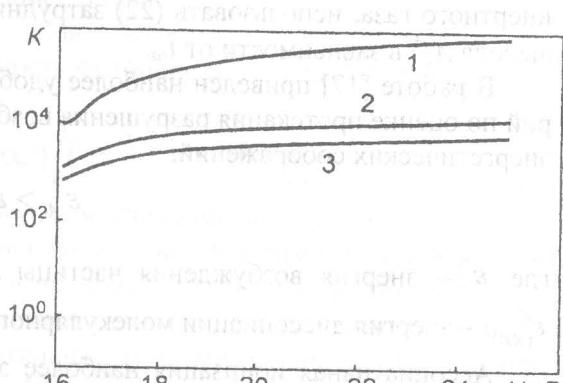


Рис.3. Зависимость коэффициента газового усиления разряда от экспозиционной дозы в плоскости ГРП при различных напряжениях питания (1 –  $U = 25 \text{ кВ}$ ; 2 –  $U = 20 \text{ кВ}$ ; 3 –  $U = 16 \text{ кВ}$ )

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мик Дж., Карэгс Дж. Электрический пробой в газах. /Перевод с англ. Под.ред. В.С. Комелькова. -М.:Изд. «Иностр.литер.», 1960, с.605.
2. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. – М.: Госатамииздат, 1961, с.323.
3. Townsend T. S. Nature 62, 340, 1990.
4. Роговский В. В. О зажигании газового разряда. – УНФ, 1983, Т.13, с. 593.
5. Loeb L. E. Mechanism of the Spark Discharge in Air at Atmospheric Pressure. – Scince, 1929, V.69, p.509.
6. Hippel A., Frank J. Electrical Penetration and Townsend Theory. Z.Phys., 1929, Bd 57 p.696.
7. Miek J. M. Phys. Rev., 57, 722, 1940.
8. Raether H. Arch. Electrotechn., 34 49, 1940.
9. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. /Перевод с англ. под.ред. В.С. Комелькова. – М.: Мир, 1968, с. 420.
10. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1967, с. 355.
11. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. – М.–Л.: ГИТЛ, 1950, с. 672.
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. – ZPhys., 1938, Bd 110, p.611-619.
14. Przybylski A. Investigation of the «gas-ionizing» Radiation of a Discharge. – ZPhys., 1958, Bd 151, p.264-276.
15. Иванов В. А. Распадающаяся плазма. В кн. 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 Gases. – 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.

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., Сребров В. Н., Янсон М. Л. Хемоионизация и процессы переноса энергии при медленных столкновениях возбужденных атомов. – В кн. 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. – Ж. Дефектоскопия, 1986, с. 58-62.
23. Беспалов В. И., Зайцев А. К., Кононов М. Ю., Кулешов В. К. Собственная нерезкость газоразрядных преобразователей, работающих с высокогенеретическим тормозным излучением. // Дефектоскопия. -1988 - № 1 - С. 71-78.

УДК 620.179

Ю.В. АЛХИМОВ, В.К. КУЛЕШОВ, Л.Э. КОВАЛЕВА

## РАСЧЕТ ЯРКОСТИ СВЕЧЕНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ВИДИМОЕ

Проведен расчет выхода излучения оптического диапазона для безлюминофорного газоразрядного преобразователя рентгеновского излучения в видимое в стримерном режиме работы.

*Работа выполнена в рамках программы сотрудничества Министерства образования Российской Федерации и Министерства Российской Федерации по атомной энергии по направлению "Научно-инновационное сотрудничество" 2002 г..*

Инициированный рентгеновским излучением газовый разряд можно использовать для визуализации распределения радиационного поля. Этот принцип используется в газоразрядных преобразователях (ГРП) рентгеновских изображений в видимое. Одним из основных преимуществ ГРП, наряду с высокой дозовой чувствительностью, является возможность получать изображения объектов контроля за короткие промежутки времени. При визуальной регистрации используются ГРП с люминофорными слоями, которые используются для повышения яркости изображения. Но в таких приборах повышение яркости изображения сопровождается ухудшением его качества. Развитие оптической и телевизионной техники позволяет отказаться от применения люминофоров, что повышает разрешающую способность ГРП и позволяет использовать их для исследования быстропротекающих процессов, так как время формирования изображения составляет доли микросекунд. Однако для правильного выбора фотоприемников и оптимизации телевизионных систем необходимы данные о дифференциальной и интегральной яркости свечения ГРП в лавинно-стримерном и стримерном режиме работы.

Для расчета выхода оптического излучения в газовом разряде необходимо знать основные параметры возбуждения атомов и молекул. В условиях работы преобразователя с инертным наполнением такими параметрами являются функция распределения электронов по энергиям (скоростям) (ФРЭС) и сечение электрон-атомных столкновений. Приближенную ФРЭС в постоянном электрическом поле получают при решении кинетических уравнений с использованием метода разложения [1]. Этот метод основан на малой анизотропии распределения электронов вследствие незначительных потерь энергии при упругих столкновениях с тяжелыми атомами. Функция распределения в