

17. L o z a n s k y E. D. Mechanisms of Seconarcy 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. Хемоинизация 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 Cirves and Srectroscopic Conctants. – 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 высокоэнергетическим 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

энергию электронов, и асимметричной f_j , определяющей среднюю дрейфовую скорость.

В газоразрядном преобразователе ускорение электронов происходит в непрерывно меняющемся электрическом поле импульса питания. Время релаксации функции f_0 в области энергий электронов (ε_1 – порог неупругих столкновений) для ксенона равно $\sim 10^{-6}$ с, а в области $\varepsilon > \varepsilon_1$ коэффициент передачи энергии при неупругих столкновениях ≈ 1 , и время релаксации $\sim 10^{-12}$ с. Время релаксации функции в области энергии электронов $\varepsilon > \varepsilon_1$ много меньше длительности импульса питания в ГРП и функцию, найденную для электронов, движущихся в постоянном электрическом поле, можно использовать для расчета оптических характеристик разряда и при переменном электрическом поле.

Используя данную модель, а так же с учетом того, что транспортная частота упругих соударений в инертных газах $\nu^t = const$ с точностью 15-20% в области энергий $\varepsilon_1 < \varepsilon^* < 3\varepsilon_1$ симметричную часть функции распределения электронов, необходимую для расчета выхода оптического излучения, можно представить в виде [2]:

$$f_0 = \frac{3}{2\pi v_i q_0} \exp \left[-\frac{\sqrt{3}}{eE} \int_{v_i}^v \sqrt{\nu^t * \nu^h} dv \right], \quad (1)$$

где $q_0 = \frac{2 m_e \sqrt{\nu^t, \nu^h}}{\sqrt{3} eE}$ – параметр столкновений, ν^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 [3], а оценки сечений для видимого излучения получены по полуэмперическим формулам разработанным Ванштейном, Собельманом и Юковым. Количество резонансно возбужденных атомов, приходящихся на один свободный электрон в лавине запишем как [4]:

$$Q_p = \frac{\sum_{j=1}^n \delta_j}{\alpha}, \quad (2)$$

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

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.

Для расчета выхода резонансных фотонов в ксеноне использовались экспериментальные значения сечения возбуждения [5].

Видимое излучение в ГРП образуется в основном при переходах с r -уровней на резонансные s -уровни внутри одной подболочки. Возбужденные на r -уровни атомы могут образовываться при прямых переходах, когда резонансно возбужденные или мета-

стабильные атомы за время, меньше времени радиационного распада, получают дополнительное возбуждение при столкновении с электронами. Суммарное сечение ступенчатых переходов на р-уровни в инертном газе значительно выше чем для прямых, но время релаксации процесса в ступенчатых переходах, вследствие низкой концентрации возбужденных атомов очень велико, и в результате эффективность таких процессов в разряде мала.

Оценка выхода видимого излучения проводилась с использованием сечений переходов, рассчитанных по формуле [3]:

$$\sigma = \pi G_0 \left(\frac{R_y}{\Delta \varepsilon} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{1}{2\varepsilon_0 + 1} \sum_{\kappa} Q_{\kappa}(G_0, G_1) \cdot \Phi_{\kappa}(u), \quad (4)$$

где $u = \frac{\varepsilon - \Delta \varepsilon}{\Delta \varepsilon}$; $\Delta \varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_0$; $Q_{\kappa}(G_0, G_1)$ – угловые факторы, зависящие от квантовых чисел угловых моментов; $\Phi_{\kappa}(u)$ – аппроксимирующая функция; $\kappa = |l_0 - l_1|, |l_0 - l_1| + 2, \dots, l_0 + l_1$; l_0, l_1 – орбитальные квантовые числа начального и конечного состояний.

Индекс суммирования κ для прямых переходов из основного состояния, ответственных за испускание видимого излучения в инертных газах, равен 0 и 2, а аппроксимирующая функция для данных κ :

$$\Phi_{0,2} = \left(\frac{u}{u+1} \right)^{1/2} \frac{c}{u+\varphi}, \quad (5)$$

где параметры c и φ зависят от расположения энергетических уровней начального и конечного состояний возбужденного атома и приведены в таблицах [3].

Угловые факторы $Q_{\kappa}(G_0, G_1)$ для переходов с терма основного состояния атома инертного газа на все термы интересующей нас конфигурации равны 1.

Расчетные данные по выходу оптического излучения удобно сравнить с экспериментальными при напряженности электрического поля, соответствующей напряженности лавинно-стримерного перехода, при которой в газоразрядном объеме образуются критические лавины. Лавинно-стримерный переход характеризуется резким ростом яркости или легко обнаруживается визуально и при измерениях яркости.

В табл. 1 приведены значения удельного выхода видимого излучения Q_B и резонансного излучения Q_P . Соотношения по выходу видимого излучения согласуются с экспериментальными результатами измерения яркости в ГРП.

Таблица 1

Удельный выход оптического излучения для лавинно-стримерного перехода

Газ	Ne	Ar	Kr	Xe
Q_P	60	105	35	55
Q_B	58	4,5	2,9	6,5
$Q_P / Q_B \cdot 10^{-3}$	1,0	13,4	24,4	11,1

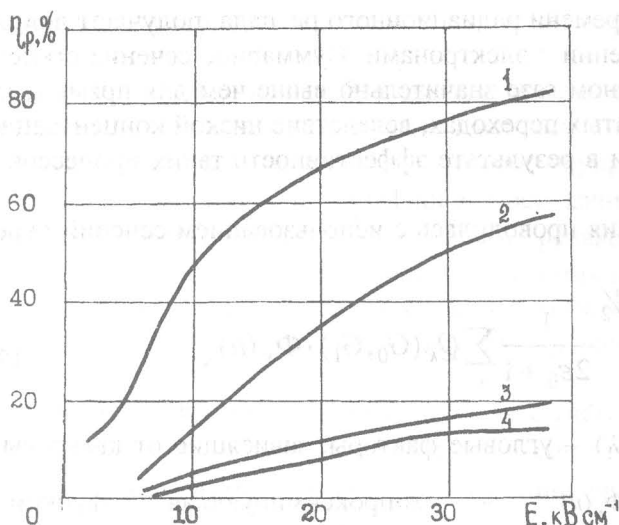


Рис. 1. Кпд разряда относительно выхода резонансного излучения (1 – неон, 2 – аргон, 3 – криптон, 4 – ксенон)

наименьшим – ксенон.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. – М.:Атомиздат, 1977.
2. Michel H. H., Hobbs R. H. Wright L. A. Electronic structure of the Noble Gas Dimer Ions. 1. Potential Energy Curves and Spectroscopic Constants. – J. Chem. Phys., 1978, Vol. 69, 11, p. 5151–5162.
3. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979, с. 319.
4. Ланшаков В. Н., Кулешов В. К. Яркость свечения газоразряднолюминесцентных преобразователей импульсного рентгеновского излучения. – Ж. Дефектоскопия, 1986, с. 58-62.
5. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. – М.:Атомиздат, 1974. 455с.

УДК 620.179.15

В. А. ЗАБРОДСКИЙ

АНАЛИЗ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ТКАНЕВОЙ ОСНОВЕ ПО ОБРАТНОМУ РАССЕЯНИЮ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Исследованы особенности оценки весовой доли пропитывающего вещества в полимерном композиционном материале на тканевой основе по обратному рассеянию фотонного излучения. Приведено уравнение измерительного прибора. Проанализировано влияние основных физических и геометрических факторов на погрешность измерения.

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

Полимерные композиционные материалы на тканевой основе находят все более широкое применение в промышленности. В технологическом процессе тканевая основа пропитывается полимерным составом. Потребительские свойства получаемого композита определяются соотношением ингредиентов, поэтому измерение весовой доли про-

Доля энергии, которая идет на образования резонансного излучения в ГРП при питания прямоугольными импульсами создающими в газоразрядном промежутке напряженность поля E и имеющими длительность t_n , можно найти по формуле:

$$\eta_p = \frac{W_p}{W} = \frac{\alpha Q_p \bar{\varepsilon}_p}{e E \ln \frac{10^8}{N_0}}$$

где $\bar{\varepsilon}_p$ – средняя энергия резонансных фотонов.

На рис. 1 изображены зависимости $\eta_p = f(E)$ для различных газов.

Среди инертных газов наибольшим кпд относительно выхода резонансного излучения обладает неон, а наи-