

- Proc. R. Soc. Lond., 2003, vol. 459 no. 2039. p. 2749-2770
3. Muggleton J. M., Brennan M. J., Pinnington R. J. Wave number prediction of waves in buried pipes for water leak detection. - Journal of Sound and Vibration, 2002, vol. 249, no. 5, p. 939-954.
  4. Muggleton J. M., Brennan M. J., Linford P. W. Axisymmetric wave propagation in fluid-filled pipes: wave number measurements in invacuo and buried pipes. - Journal of Sound and Vibration, 2004, vol. 270, no. 1, p. 171-190.
  5. Majid Ahadi, Mehrdad Sharif Bakhtiar, Leak detection in water-filled plastic pipes through the application of tuned wavelet transforms to Acoustic Emission signals. - Applied Acoustics, 2010, vol. 71, no 7, p. 634-639.
  6. Gao Y., Brennan M.J., Joseph P.F. On the effects of reflections on time delay estimation for leak detection in buried plastic water pipes. Journal of Sound and Vibration, 2009, vol 325, no 3, p. 649-663
  7. Лапшин Б.М., Овчинников А.Л. Чекалин А.С. Особенности поиска утечек в трубопроводах тепловых сетей методом акустической эмиссии. – Дефектоскопия, 2011, № 10, с. 81-91.
  8. Didem Ozevin, James Harding. Novel leak localization in pressurized pipeline networks using acoustic emission and geometric connectivity. International Journal of Pressure Vessels and Piping, 2012, vol. 92, no. 4, p 63-69
  9. Ультразвук: маленькая энциклопедия/ Главный ред. И.П. Голямина. -М. Сов. Энцикл., 1979 г. 400с.
  10. Николаева Е.Д. Разработка акустико-эмиссионного метода непрерывного контроля герметичности подводных трубопроводов: канд. дисс. - Томск, НИИ интроскопии ТПУ 1991.-220с.
  11. Вовк И.В. Излучение звука коаксиальными цилиндрическими оболочками. - Акустический журнал. 1982. Том 28. №4. С. 470–473.
  12. Кремлева О.А., Шкундин С.З. Метод расчета акустического поля внутри конечного цилиндрического канала с потоком. - Акустический журнал. 1998. Том 44. №1 С. 84–88.
  13. Ретлинг Э. В. О излучении звука цилиндрической оболочкой // Интернет-вестник ВолгГАСУ. Сер.: Политематическая. 2012. Вып. 1(20) С.1–6

**МЕТОД РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ДЛЯ КОНТРОЛЯ  
МАКСИМАЛЬНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА  
КОНСТРУКЦИОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ НАЗЕМНЫХ ИСПЫТАНИЯХ  
ЭЛЕМЕНТОВ БОРТОВОГО ОБОРУДОВАНИЯ НА РАДИАЦИОННУЮ  
ЭЛЕКТРИЗАЦИЮ**

*АХМЕДЖАНОВ О.А., БЕСПАЛОВ В.И., ЗЫКОВ В.М. МОСКОВЧЕНКО А*

Томский политехнический университет

Исходные данные для проведения оценки возможностей метода рентгеновской спектрометрии для контроля максимального поверхностного потенциала конструкционных высокоомных диэлектриков:

1. Диапазон первичной энергией электронов  $E_0$ : 20 – 100 кэВ;
2. Плотность тока электронов на поверхности диэлектрика – 1 нА/см<sup>2</sup>;
3. Диаметр пластины диэлектрика – 80 мм;
4. Толщина пластины диэлектрика – 5 мм;
5. Потенциал необходимо измерять в зависимости от времени и пространственной координаты на поверхности пластины;

6. Плотность электронного пучка обладает осевой симметрией.

Зарядка диэлектрика происходит посредством конкурирующих процессов: поглощения электронов в пластине в результате радиационного и ионизационного торможения, увеличивающих отрицательный заряд диэлектрика, и эмиссии вторичных электронов в поле потенциала, образованного поглощенными электронами, которая уменьшает заряд диэлектрика.

Процесс зарядки диэлектрика имеет две стадии – быструю и медленную. Во время быстрой стадии, длительность которой не превышает секунды, происходит быстрый рост потенциала на поверхности диэлектрика, достигающего ~90 % от максимальной величины. При медленной стадии потенциал медленно растет (десятки секунд) вплоть до равновесного состояния, при котором эмиссия электронов с поверхности диэлектрика полностью компенсирует заряд поглощенных электронов. Для изучения быстрой стадии зарядки измерение спектра тормозного излучения следует вести в последовательных интервалах времени  $\Delta t$ , не превышающих 0.5 – 1 сек. Во время медленной стадии зарядки интервал времени измерения  $\Delta t$  можно увеличить до 5 – 10 сек.

Для оценки интенсивности тормозного излучения были вычислены спектрально-угловые распределения тормозного излучения  $n(E_\gamma, \theta_\gamma, \varphi_\gamma)$  для трех значений энергии электронов  $E_0 = 10, 20$  и  $40$  кэВ. Вычисления были выполнены с помощью пакета программ, предназначенного для расчета пространственных, энергетических и угловых распределений электронов, фотонов, позитронов и протонов в однородных и неоднородных веществах [1]. Моделирование энергетического распределения фотонов тормозного излучения и расчет потерь энергии на тормозное излучение проводились в соответствии с формулами Бете-Гайтлера [2]. Направление движения рождающихся фотонов разыгрывалось из распределения Шиффа. Расчеты выполнены при следующих условиях:

- диэлектрик – керамика AX50,
- химический состав – ВН,
- толщина пластины – 5 мм,
- начальный импульс электронов перпендикулярен к поверхности керамики,
- интенсивность вычислена в расчете на один электрон.

Результаты вычисления распределения  $n(E_\gamma, \theta_\gamma, \varphi_\gamma)$  показали, что плотность распределения фотонов тормозного излучения электронов уменьшается с увеличением энергии фотона  $E_\gamma$  и с уменьшением угла вылета  $\theta_\gamma$ .

Число фотонов тормозного излучения  $N_\gamma$ , вылетевших за время  $\Delta t$  с поверхности диэлектрика площадью  $\Delta S$  в телесный угол  $\Delta\Omega$ , с энергией в интервале  $\Delta E$  связано с плотностью распределения  $n(E_\gamma, \theta_\gamma, \varphi_\gamma)$  соотношением

$$N_\gamma = n(E_\gamma, \theta_\gamma, \varphi_\gamma) \Delta E \Delta\Omega \frac{I_e}{e \Delta S} \Delta t,$$

где  $e$  – заряд электрона,  $I_e$  – ток электронов через площадку  $\Delta S$ .

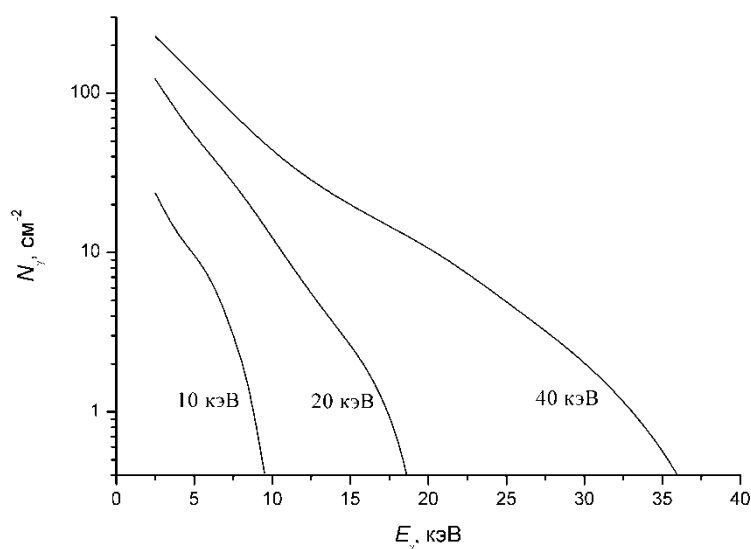


Рис. 1. Зависимость  $N_\gamma$  от энергии фотона для  $E_0 = 10, 20$  и  $40$  кэВ.

На рис. 1 приведена зависимость  $N_\gamma$  от энергии фотона для трех значений первичной энергии электронов  $E_0$ , вычисленная при следующих условиях:

- Телесный угол  $\Delta\Omega$  формируется детектором площадью  $25 \text{ мм}^2$ , расположенным на расстоянии  $80 \text{ мм}$  под углом  $\theta_\gamma = 45^\circ$  относительно оси пучка электронов;

- Интервал энергии фотонов  $\Delta E = 1 \text{ кэВ}$ ;
- Плотность тока электронов  $I_e / \Delta S = 1 \text{ нА/см}^2$ ;
- Время измерения  $\Delta t = 1 \text{ сек}$ .

Как видно на рис. 1, при заданных условиях измерение конца спектра излучения с удовлетворительной статистической точностью является проблематичным. Для получения удовлетворительной статистической точности результатов измерения необходимо увеличить  $N_\gamma$  более чем на порядок. Это можно сделать, (а) учитывая азимутальную симметрию тормозного излучения, увеличением захвата по азимутальному углу  $\phi_\gamma$ , (б) ограничением количества измерений в радиальном направлении, а также (в) максимальным приближением детектора к пластине диэлектрика.

Измерение зависимости потенциала от радиальной координаты возможно двумя методами. В первом методе детекторы фотонов сканируют поверхность диэлектрика, а во втором – детекторы стационарны и измеряют спектр фотонов, испущенных из фиксированной области поверхности диэлектрика.

Преимущества первого метода:

- можно ограничиться небольшим количеством детекторов;
- измерение радиальной зависимости будет равнозначным.

Недостатки первого метода:

- необходимо разработать механическую систему автоматически перестраиваемых коллиматоров;

- при времени измерения  $\Delta t = 1 \text{ сек}$  информация о быстрой стадии зарядки будет получена только в первых точках. Необходимы будут многократные измерения со сдвигом начальной позиции детектора.

Преимущества второго метода:

- относительная простота системы коллиматоров;
- информация о быстрой стадии зарядки будет получена во всех точках одновременно.

Недостатки второго метода измерения:

– количество детекторов должно быть равно числу радиальных позиций, в которых будут вестись измерения;

– измерения радиальной зависимости зарядки будет неравнозначным. Все детекторы отличаются по своим электро-физическим свойствам. Необходима будет сшивка показаний разных детекторов.

В качестве детекторов рентгеновского излучения можно использовать детекторы компании Amptek. Для примера ниже приведены параметры детектора XR-100SDD. Это кремниевый дрейфовый детектор (SDD), включающий собственно детектор рентгеновского излучения, предусилитель и систему охлаждения.

Размер детектора	25 мм <sup>2</sup> .
Толщина кремния	500 мкм.
Энергетическое разрешение на 5.9 keV (55Fe)	125 - 140 эВ.
Диапазон энергии	1 – 20 кэВ.

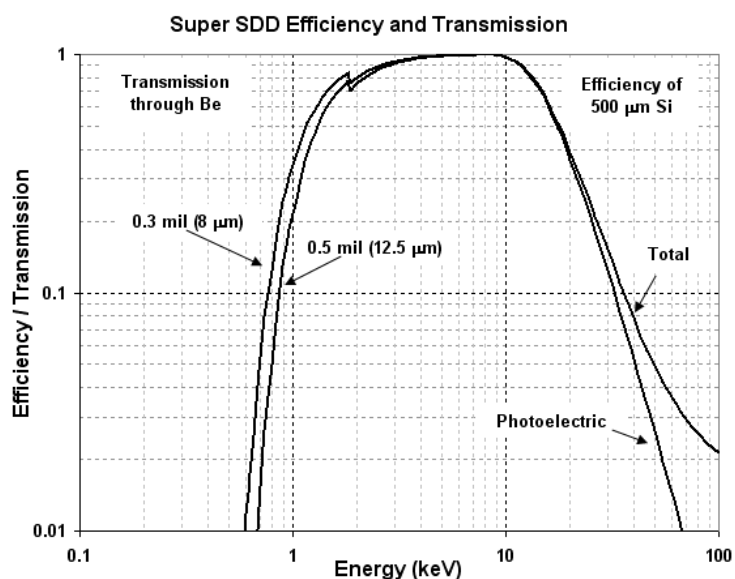


Рис. 2. Эффективность детектора от энергии фотона

Для оценки верхней границы спектра фотонов тормозного излучения с последующей оценкой поверхностного потенциала диэлектрика, облучаемого электронами с плотностью тока 1 нА/см<sup>2</sup> можно применять детектор XR-100T-CdTe с диапазоном энергии электронов от 10 до 100 кэВ.

#### Список использованных источников

1. Беспалов В. И. Пакет программ ЕРНСА для статистического моделирования поля излучения фотонов и заряженных частиц // Изв. вузов Физика, Приложение. – 2000. – No 4. – С. 159–165.
2. Koch H.W., Motz J.W. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data // Rev. Mod. Phys. – V. 31. – No. 4. – 1959. – P. 920–955.