

ISSN 0002-3574 (print)

УДК 621.039.587

Поступила в редакцию 28.07.2016

Received 28.07.2016

Лэ Тхи Зиену Хьен<sup>1</sup>, С. А. Кутень<sup>2</sup>, А. А. Хрущинский<sup>2</sup><sup>1</sup>Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь<sup>2</sup>Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ В РАБОЧЕМ ОБЪЕМЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

Рассмотрен вопрос о пространственном распределении пар ионов в рабочем объеме цилиндрической ионизационной камеры деления. Предложена формула для пространственного распределения начальной ионизации в цилиндрической камере деления, в которой слой делящегося вещества нанесен на внутреннюю сторону внешнего электрода. Формула выведена двумя способами: путем подсчета числа пар ионов, генерированных в бесконечно малом объеме внутри рабочего объема камеры всеми треками, исходящими из радиатора. В первом случае бесконечно малый объем имеет форму сферы, во втором – произвольную форму. Формула, полученная без всяких ограничений на направление вылета осколков деления, дает правильное поведение пространственного распределения начальной ионизации как вблизи поверхности радиатора, так и вдали от него. Исследована зависимость начальной плотности ионизации от радиального расстояния до радиатора, создаваемой типичным фрагментом деления – ионом Sr в центре камеры. Исследовано также пространственное распределение начальной плотности ионизации вдоль камеры.

*Ключевые слова:* ионизационная камера деления, радиатор, рабочий объем камеры, плотность пар ионов.

Le Thi Dieu Hien <sup>1</sup>, S. A. Kuten <sup>2</sup>, A. A. Khrutchinsky <sup>2</sup><sup>1</sup>Belarusian State University, Minsk, Belarus<sup>2</sup>Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University, Minsk, Belarus

## INITIAL IONIZATION DISTRIBUTION IN THE ACTIVE VOLUME OF THE IONIZATION CHAMBER

The task of a spatial distribution of ion pairs in the active volume of the ionization fission chamber has been studied. The formula of a spatial distribution of ion pairs in cylindrical fission chambers, in which a fissile material layer is coated on the internal side of the external electrode, is derived. It is calculated in two ways: counting the number of ion pairs created in the infinitesimal volume inside the active volume of the chamber by all the trajectories, which emanate from a radiator. In the first case, the infinitesimal volume is a sphere. In the second case, it is arbitrary in shape. The formula has evaluated correctly the density of ion pairs at any point in the active volume of the fission chamber. The dependence of the initial density of ion pairs on a radial distance to a radiator created a typical fission fragment – ion Sr in the center of the chamber and the spatial distribution of the initial density of ion pairs along the chamber have been studied.

*Keywords:* fission ionization chamber, sensitive layer, sensitive volume, density of ion pairs.

**Введение.** Ионизационная камера деления (ИКД) представляет собой газовой-разрядный детектор, предназначенный для измерения нейтронных потоков в энергетических и исследовательских ядерных реакторах, критических сборках [1]. В самой популярной конструкции камеры деления ее внутренняя поверхность (радиатор) покрывается тонким слоем делящегося вещества, обычно <sup>235</sup>U (или слои <sup>238</sup>U, <sup>232</sup>Th, <sup>239</sup>Pu [2]). Осколки деления являются тяжелыми заряженными частицами с зарядом примерно +20 e, имеющими среднюю кинетическую энергию 60–100 МэВ [3]. Поскольку два осколка испускаются в противоположных направлениях, один из них остается в радиаторе, другой летит в рабочий объем камеры, наполненный специальным газом (обычно Ar с небольшой добавкой N<sub>2</sub> или других газов) [4]. Второй осколок производит ионизацию газа и создает определенное число пар ионов (Ar<sup>+</sup>, e<sup>-</sup>). При наличии высокого напряжения между электродами возникает дрейф этих ионов и электронов к соответствующим электродам и, как следствие, во внешней цепи возникает электрический ток. При расчетах параметров ионизационной камеры деления (полного тока, чувствительности и др.) необходимо знать начальную плотность ионизации или, другими словами, плотность пар ионов, создаваемую тяжелыми заряженными частицами в рабочем объеме ИКД.

Вопросу определения пространственного распределения начальной плотности ионизации в рабочем объеме цилиндрической камеры деления со слоем делящегося вещества, нанесенного на внутренний электрод, посвящены работы [5, 6]. В них получены формулы, которые существенно отличаются друг от друга. Так, в [5] предполагается, что фрагменты деления покидают радиатор только в направлении, перпендикулярном его оси. В таком приближении получено правильное поведение плотности ионизации в рабочем объеме камеры вблизи радиатора, на его поверхности плотность ионизации является конечной величиной, определяемой характеристиками слоя делящегося вещества, нанесенного на поверхность радиатора. С другой стороны, в [6] учтено, что угловое распределение частиц, покидающих радиатор, в действительности является изотропным. Однако плотность ионизации, полученная в более реалистичной модели вылета фрагментов деления из радиатора, оказывается логарифмически расходящейся величиной вблизи его поверхности, что неправильно с физической точки зрения. По этой причине вопрос определения пространственного распределения начальной плотности ионизации для такой камеры требует дальнейшего исследования.

**1. Начальная плотность ионизации в цилиндрической камере.** Примером такой ионизационной камеры деления, когда слой делящегося вещества нанесен на внутреннюю сторону внешнего электрода, могут служить камеры фирмы «Photonis» [7], которые используются для контроля тепловых нейтронов в ядерных реакторах (схема одной из них приведена на рис. 1).

Выведем формулу для начальной плотности ионизации в произвольной точке  $P(r, \theta, z)$  рабочего объема, находящейся на расстоянии  $r$  от оси радиатора ( $r, \theta, z$  – координаты точки в цилиндрической системе координат с осью  $z$  вдоль оси камеры).

Начальная плотность ионизации в данной точке в силу цилиндрической симметрии не зависит от угловой переменной  $\theta$  и определяется суммой вкладов, происходящих от элементарных площадок  $dS = R d\theta' dz'$  на поверхности радиатора, где  $R$  – радиус радиатора,  $d\theta'$  и  $dz'$  – угловой и линейный размеры площадки, расположенной в точке  $(\theta', z')$  поверхности (см. рис. 1). На каждой такой площадке создается  $dn_s$  осколков деления:

$$dn_s = N_0 R d\theta' dz', \quad (1)$$

где  $N_0$  – поверхностная плотность осколков деления (число осколков деления, вылетающих с единицы площади поверхности радиатора).

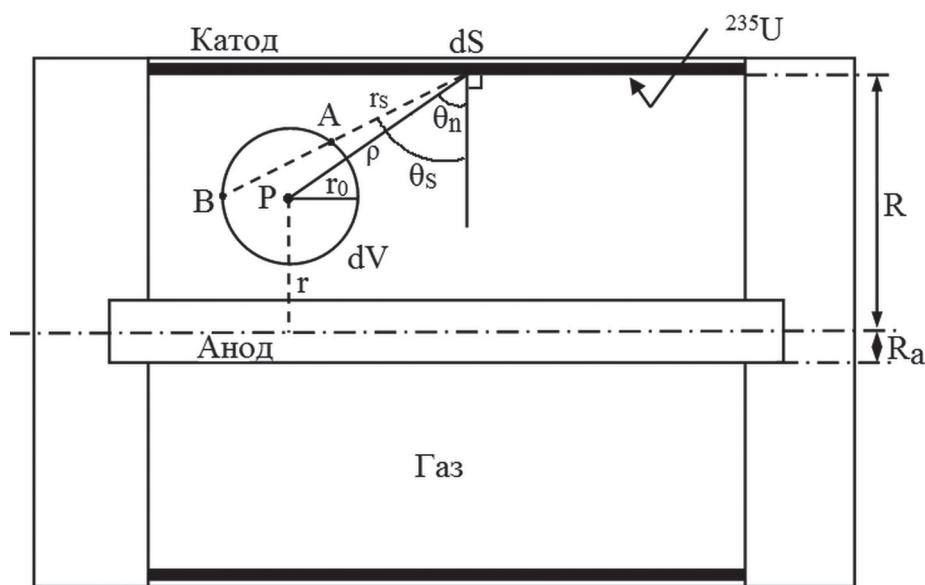


Рис. 1. Схема камеры деления со слоем делящегося вещества, нанесенным на внутреннюю сторону внешнего электрода

Fig. 1. Schematic view of a fission ionization chamber, longitudinal section

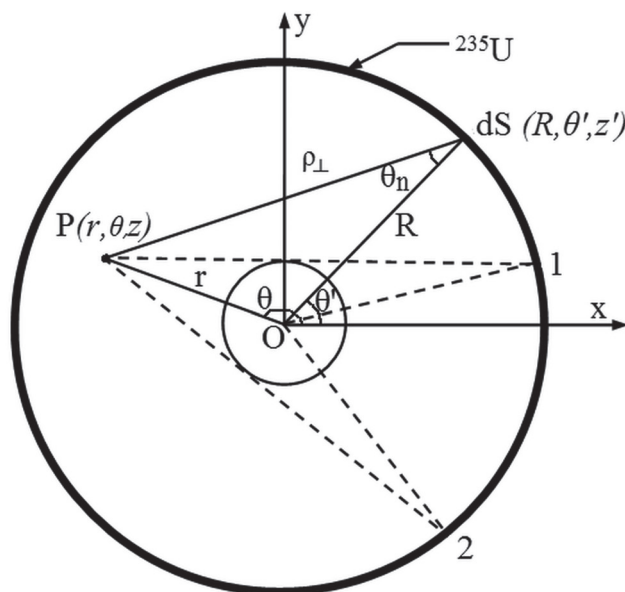


Рис. 2. К оценке плотности ионизации внутри цилиндрической камеры деления

Fig. 2. Schematic view of a fission ionization chamber, lateral section

Зададим бесконечно малый объем в форме сферы с радиусом  $r_0$  с центром в точке  $P$  и подсчитаем число пар ионов, генерированных в этом объеме всеми треками, исходящими из элементарной площадки  $dS$  радиатора. Выберем локальную сферическую систему координат с центром в центре площадки (см. рис. 1, 2)

Каждый трек характеризуется своими угловыми координатами  $(\theta_s, \varphi_s)$  в локальной системе координат (угол  $\theta_s$  отсчитывается от нормали к площадке) и длиной трека  $r_s$ , принадлежащей внутренности шара  $dr$  (часть трека  $AB$ ). Зная линейную плотность ионизации  $X(s)$  вдоль трека (среднее число пар ионов, созданных продуктами деления на единицу длины пройденного в газе пути), нужно просто просуммировать эти величины с весом  $dr$ . При этом следует учитывать, что число треков пропорционально не всей площадке  $dS$ , а только ее проекции, перпендикулярной к вектору, который соединяет точку излучения и наблюдения. С точностью до первого порядка этот вектор можно заменить на вектор, соединяющий центр сферы  $(\rho, \theta_n, \varphi_n)$  и центр площадки (см. рис 2, где  $\rho_{\perp}$  – проекция этого вектора в сечении  $z = \text{const}$ ).

Тогда общее число пар ионов, создаваемых в бесконечно малой сфере объемом  $dV = 4\pi r_0^3/3$  осколками деления, испущенными из элементарной площадки  $dS$  радиатора, очевидно, будет равно

$$dN = \frac{dn_s}{2\pi} \iint X(r_s) \cos(\theta_n) d\varphi_s d\theta_s dr_s. \quad (2)$$

Здесь интегрирование по углам ведется по области, под которой видна сфера из центра элементарной площадки  $dS$ , по переменной  $r_s$  – по внутреннему участку луча, пересекающего сферу в направлении  $(\varphi_s, \theta_s)$ . Множитель  $1/(2\pi)$  соответствует изотропному вылету осколка в полусферу, соответствующую рабочему объему камеры.

Вычислим выражение (2) для бесконечно малой сферы. Для этого проведем плоскость  $\varphi = \text{const}$ , она пересечет сферу по окружности радиуса

$$r_1 = \sqrt{r_0^2 - (\rho \sin \varphi_s)^2}, \quad (3)$$

где  $\rho$  – длина трека от точки излучения до точки наблюдения. Тогда из соображений элементарной геометрии следует, что луч (трек) с угловыми координатами  $(\varphi_s, \theta_s)$  пройдет по этой плоскости и будет иметь длину внутренней части, равную

$$dr_s = 2\sqrt{r_0^2 - (\rho \sin \theta_s)^2} = 2\sqrt{r_0^2 - \rho^2 (\sin^2 \varphi_s + \sin^2 \theta_s)}. \quad (4)$$

С учетом выражений (3–4) упомянутый интеграл может быть записан в первом приближении по  $r_0/\rho$  в виде

$$dN = dn_s \frac{X(\rho)}{2\pi} 2 \iint \cos(\theta_n) \sqrt{r_0^2 - \rho^2(\varphi_s^2 + \theta_s^2)} d\varphi_s d\theta_s. \quad (5)$$

Требование положительности подкоренного выражения означает, что интегрирование по  $\theta_s$  выполняется в пределах  $(-r_0/\rho, r_0/\rho)$ . Выполнив интегрирование в (5), для величины  $dN$  будем иметь выражение

$$dN = \frac{X(\rho) \cos(\theta_n)}{2\pi \rho^2} dV dn_s. \quad (6)$$

Это же выражение можно получить и из других соображений. Действительно, учитывая приведенное выше замечание о вкладе элементарной площадки  $dS$  радиатора в число пар ионов  $dN'_s$ , которые генерированы в бесконечно малом объеме (произвольной формы, не обязательно в виде сферы)  $dV$  вокруг точки  $P(r, \theta, z)$  в рабочем объеме камеры всеми треками, исходящими из этой площадки, величина  $dN'_s$  будет определяться выражением

$$dN'_s = dn_s \cos \theta_n X(r') dr' \frac{d\Omega}{2\pi}, \quad (7)$$

где  $r'$  – расстояние от точки испускания до точки наблюдения (длина трека),  $\theta_n$  – угол между нормалью к площадке  $dS$  и линией трека  $r'$ ,  $d\Omega$  – телесный угол, под которым видна бесконечно малая сфера  $dV$  из центра элементарной площадки  $dS$ . В локальной сферической системе координат с центром в центре площадки  $dS$  элементарный объем  $dV$  и телесный угол  $d\Omega$ , под которым он виден из центра площадки, записываются в виде

$$\begin{aligned} d\Omega &= \sin \theta d\theta d\varphi, \\ dV &= r'^2 dr' d\Omega. \end{aligned} \quad (8)$$

Тогда плотность пар ионов, создаваемых в объеме  $dV$  всеми треками, исходящими из элементарной площадки  $dS$  радиатора, будет определяться выражением

$$\frac{dN'_s}{dV} = \frac{\cos \theta_n X(r')}{2\pi r'^2} dn_s, \quad (9)$$

что совпадает с выражением (6).

Из геометрии на рис. 1 следует, что величина  $\cos \theta_n$  и длина трека  $r'$  могут быть выражены через координаты точек наблюдения  $(r, \theta, z)$  и испускания  $(R, \theta', z')$ :

$$\begin{aligned} \cos \theta_n &= \frac{R - r \cos(\theta - \theta')}{r'}, \\ r' &= \sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \cos(\theta - \theta') + (z - z')^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

С учетом выражений (10) начальная плотность ионизации в данной точке  $P$ , обусловленная фрагментами деления, исходящими из элементарной площадки  $dS$  радиатора, может быть записана в виде

$$\frac{dN'_s}{dV} = \frac{N_0 R X(r')}{2\pi} \frac{R - r \cos(\theta - \theta')}{\left[ r^2 + R^2 - 2rR \cos(\theta - \theta') + (z - z')^2 \right]^{3/2}} d\theta' dz'. \quad (11)$$

Интегрируя выражение (11) по всей площади радиатора, видимой из точки наблюдения  $(r, \theta, z)$ , и проводя простейшие преобразования, для начальной плотности пар ионов, создаваемых осколками деления, получим искомое выражение в виде

$$N(r, z) = \int_S dN_s = \frac{N_0 R}{\pi} \int_0^{\theta_{\max}(r)} \int_{z_1}^{z_2} X(r') H(l - r') \frac{[R - r \cos(\theta')]}{r'^3} dz' d\theta',$$

$$r' = \sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \cos(\theta') + (z - z')^2}, \quad (12)$$

где интегрирование проводится по все длине  $h = z_2 - z_1$  рабочего объема камеры,  $R_a$  – радиус анода. Предел интегрирования  $\theta_{\max}$  по угловой переменной, соответствующий суммированию вкладов от видимых с данной точки  $r$  областей поверхности радиатора, определяется геометрией рис. 2:

$$\theta_{\max}(r) = \arccos\left(\frac{R_a}{R}\right) + \arccos\left(\frac{R_a}{r}\right). \quad (13)$$

В (12) функция Хевисайда  $H(s)$  отражает тот факт, что длина трека  $u = r'$  физически ограничена длиной пробега  $l$  осколков деления.

Как и следовало ожидать, начальная плотность ионизации в данной точке  $(r, \theta, z)$  в силу цилиндрической симметрии не зависит от ее угловой переменной  $\theta$ .

Наличие функции Хевисайда в подынтегральном выражении в принципе не обязательно, поскольку обрезание пределов интегрирования производится с помощью функции  $X(s)$  – количества ионных пар на единицу длины трека осколка. Эта величина определяется как отношение энергетических потерь (stopping power) на единицу длины к энергетическим затратам на создание одной пары ионов. Энергетические потери могут быть рассчитаны по известной формуле Бете – Блоха [8].

В настоящее время ряд программ позволяют принимать во внимание более тонкие эффекты, не учтенные в формуле Бете – Блоха. Одной из них является программа SRIM [9], использованная для оценки линейной плотности ионизации на длине трека. Для случая заполнения камеры чистым Ag под давлением 1 атм количество ионных пар на единицу длины трека осколка  $X(s)$ , рассчитанное в программе SRIM, приведено на рис. 3 для иона Sr – одного из наиболее вероятных осколков деления  $U^{235}$ .

Для выяснения поведения начальной плотности ионизации вблизи и вдали от поверхности радиатора и сравнения ее с аналогичным поведением для цилиндрической ИКД со слоем делящегося вещества, нанесенного на внутренний электрод, представим (12), следуя работе [6], в виде

$$N(r, z) = \frac{N_0 R X_0}{2\pi} F(r, z), \quad (14)$$

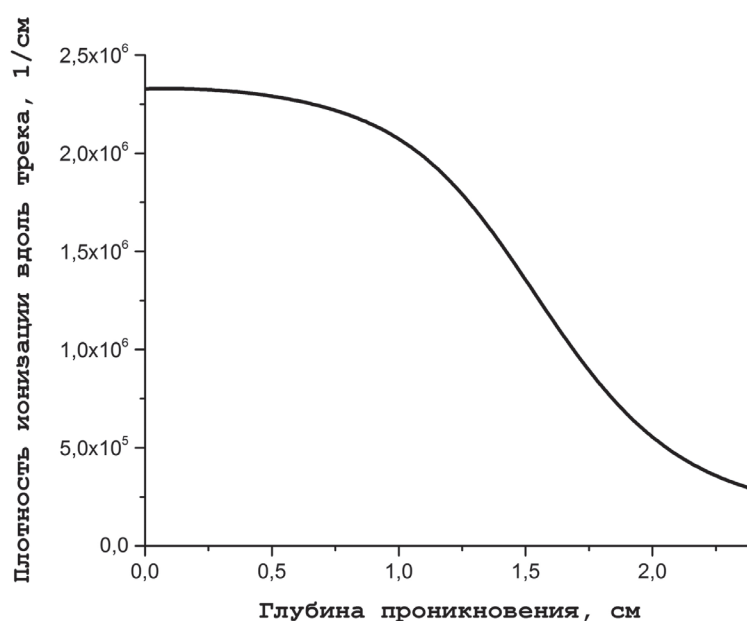


Рис. 3. Линейная плотность ионизации, создаваемая осколком деления – ионом Sr – вдоль трека  
 Fig. 3. Linear density of ion pairs created by fission fragment Sr along the trajectory

где  $X_0 = X(r' = 0)$  – линейная плотность ионизации вдоль трека, взятая в самом его начале. Величину  $X_0$  можно использовать как характеристику коротких камер, длина  $h$  которых меньше свободного пробега фрагмента деления в рабочем объеме камеры  $h < l$ . Функция  $F(r, z)$ , которую можно рассматривать как нормированную плотность ионизации, для камер с делящимся веществом, нанесенным на внутренний электрод, приведена в работе [6], а в нашем случае определяется выражением

$$F(r, z) = \frac{2}{X_0} \int_0^{\theta_{\max}(r)} \int_{z+z_1}^{z+z_2} X(r') H(l-r') \frac{[R - r \cos(\theta')]}{r'^3} dz' d\theta',$$

$$r' = \sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \cos(\theta') + z'^2}. \tag{15}$$

На рис. 4 представлена нормированная плотность ионизации  $F(r) = F(r, 0)$ , создаваемая осколком деления – ионом Sr – в центре камеры ( $z = 0$ ) и рассчитанная по формуле (15) для параметров  $h = 10$  см,  $R_a = 0,8$  см и  $R = 2,5$  см для двух случаев:

- 1) с учетом зависимости линейной плотности ионизации от координаты вдоль трека  $X(r')$ ;
- 2) пренебрегая такой зависимостью:  $X(r') = X_0$ .

Самые крайние точки справа на рис. 4 соответствуют поведению величины  $F(r)$  вблизи поверхности радиатора.

Условие  $X(r') = X_0 = X(r' = 0)$  является условием на поверхности радиатора. Казалось бы, для второго случая при стремлении точки наблюдения к поверхности радиатора  $r \rightarrow R$  соответствующая величина  $F(r)$  должна стремиться к своему поверхностному значению, как это должно иметь место для камер с делящимся веществом на внутреннем электроде. Внимательный анализ, однако, показывает, что в этом отношении существует принципиальное различие между ИКД с делящимся веществом на внутреннем и на внешнем электроде. Для ИКД с делящимся веществом на внутреннем электроде вклад в плотность ионизации в данной точке  $r$  рабочего объема определяется ее локальным окружением, и при стремлении ее к поверхности внутреннего электрода нормированная плотность ионизации будет стремиться к своему поверхностному значению. Для ИКД с делящимся веществом на внешнем электроде вклад в плотность ионизации в данной точке

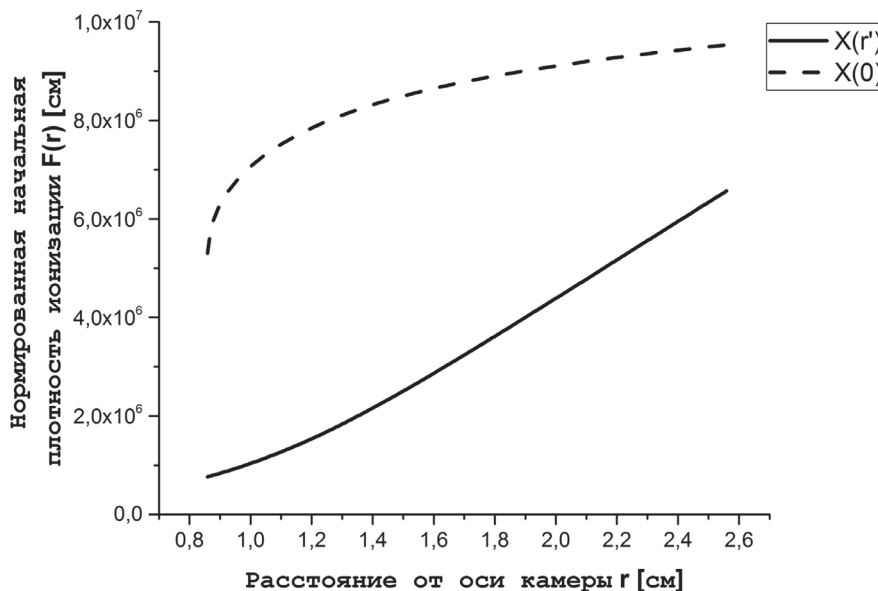


Рис. 4. Зависимость начальной плотности ионизации от радиального расстояния до радиатора, создаваемой ионом Sr в центре камеры деления:  $X(r')$  – учет зависимости линейной плотности ионизации от координаты вдоль трека (a);  $X(r' = 0) = X(0)$  – линейная плотность ионизации вдоль трека постоянна (b)

Fig. 4. Dependence of the initial density of ion pairs on a radial distance to a radiator created by fission fragment Sr in the center of the fission chamber:  $X(r')$  – taking into account the dependence of the linear ionization density on the coordinates along the trajectory (a);  $X(r' = 0) = X(0)$  – linear ionization density along the trajectory is constant (b)

наблюдения  $r$  рабочего объема определяется не только ее локальным окружением, но и удаленными, видимыми с данной точки областями внутренней стороны внешнего электрода, покрытой делящимся веществом (см. рис. 1). Поэтому при стремлении точки наблюдения к поверхности внешнего электрода нормированная плотность ионизации, кроме своего поверхностного вклада, будет иметь также дополнительный вклад от удаленных областей внутренней стороны внешнего электрода.

Условие  $X(r') = X_0$  также означает, что линейная плотность ионизации постоянна во всех точках рабочего объема. В действительности же она имеет короткую область действия (см. рис. 2). Это означает, что нормированная плотность ионизации  $F(r)$ , рассчитанная для первого случая с учетом конечной области действия функции  $X(r')$  вдоль трека, будет меньше по сравнению с аналогичной величиной, вычисленной в приближении  $X(r') = X_0$ , что и показано на рис. 4. Отличие величин  $F(r)$  для этих двух случаев при стремлении точки наблюдения к поверхности внешнего электрода связано с обозначенным выше дополнительным вкладом от удаленных областей его внутренней стороны, видимых с точки  $r$ .

Пространственное распределение нормированной начальной плотности ионизации вдоль камеры представлено на рис. 5 в форме изолиний. Следует отметить слабую зависимость начальной плотности ионизации от координаты вдоль камеры, исключая концевые точки.

Радиальная зависимость плотности ионизации, соответствующая нижней кривой на рис. 4, которая приведена на рис. 6 в разных точках  $-h/2 < z < h/2$  по длине камеры, тоже практически не зависит от координаты  $z$  вдоль камеры.

Эти особенности поведения пространственного распределения начальной плотности ионизации в цилиндрической камере, когда распределение практически однородно по ее длине, объясняют неплохую точность формулы из работы [5], выведенную в предположении ортогональности вылета фрагментов к оси камеры деления со слоем делящегося вещества, нанесенного на внутренний электрод.

**Заключение.** В работе предложена формула пространственного распределения начальной ионизации в рабочем объеме цилиндрической ионизационной камеры деления, в которой радиатор находится во внешнем электроде, с учетом испускания осколков деления поверхностью радиатора в любом направлении. Эта формула дает правильное поведение плотности пар ионов в любой точке внутри рабочего объема не только для миниатюрных, но и нормальных камер.

Вблизи поверхности радиатора рассматриваемой камеры распределение начальной ионизации не стремится к своему поверхностному значению, как это имеет место для камер с делящимся

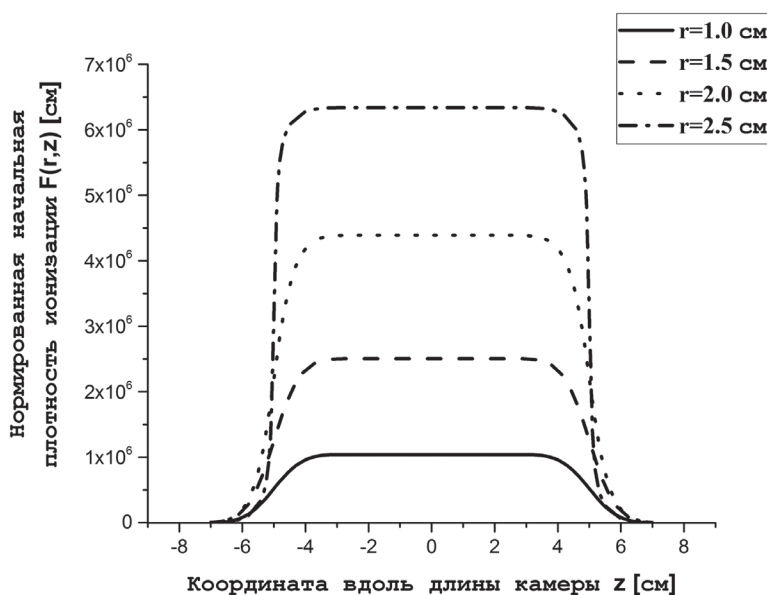


Рис. 5. Изолинии пространственного распределения начальной плотности ионизации вдоль камеры  
 Fig. 5. Isolines of the spatial distribution of the initial density of ion pairs along the chamber

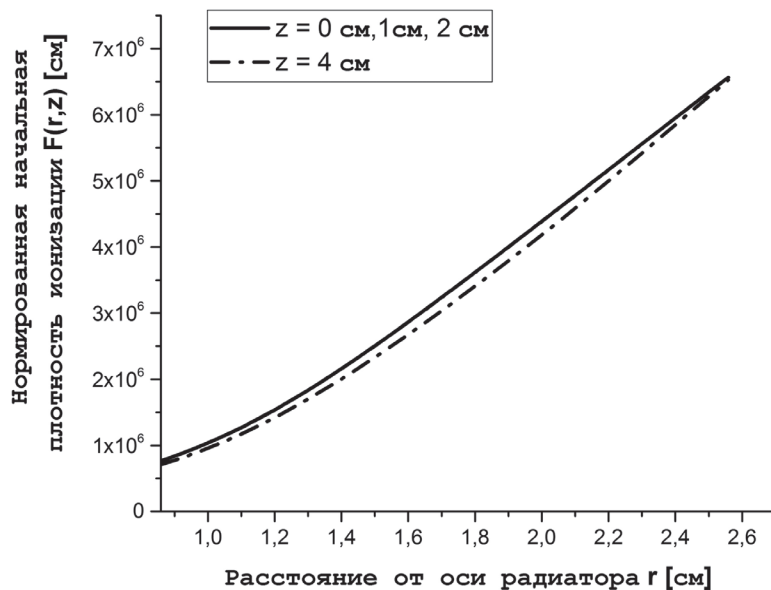


Рис. 6. Радиальная зависимость нормированной начальной плотности ионизации в различных точках камеры вдоль ее длины

Fig. 6. Dependence of the normalized initial density of ion pairs on a radial distance at various points along the chamber length

веществом на внутреннем электроде. Природа этой особенности геометрическая, т. е. вклад радиатора в плотность ионизации в заданной точке рабочего объема определяется не только ее локальным окружением, но и удаленными, видимыми с данной точки областями внутренней стороны внешнего электрода, покрытой делящимся веществом.

### Список использованных источников

1. Малышев, Е. К. Газоразрядные детекторы для контроля ядерных реакторов / Е. К. Малышев, Ю. Б. Засадыч, С. А. Стабровский. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 161 с.
2. Дмитриев, А. В. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники / А. В. Дмитриев, Е. К. Малышев. – М: Атомиздат, 1975. – 46 с.
3. Tsoulfanidis, N. Measurement and detection of radiation, second edition / N. Tsoulfanidis. –Washington, Taylor & Francis, 1995. – 518 p.
4. Antolínez, A. Fission chambers designer based on Monte Carlo techniques working in current mode and operated in saturation regime / A. Antolínez, D. Rapisarda // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2016. – Vol. 825. – P. 6–16.
5. Poujade, O. Modeling of the saturation current of a fission chamber taking into account the distortion of electric field due to space charge effects / O. Poujade, A. Lebrun // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1999. – Vol. 433. – P. 673–682.
6. Modelling of Fission Chambers in Current Mode— Analytical Approach / S. Chabod [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2006. – Vol. 566. – P. 633–653.
7. Fundamentals of neutron and gamma detectors [Electronic resource]. – Mode of access: <http://www.qsl.net/k0ff/016%20Manuals/NEUTRON%20DETECTION/part1.pdf>. – Date of access: 21.07.2016
8. Ziegler, J. F. The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter / J. F. Ziegler // J. Appl. Phys. – 1999. – Vol. 85, № 3. – P. 1249–1272.
9. Ziegler, J. F. SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter / J. F. Ziegler, J. P. Biersack, M. D. Ziegler // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. – 2010. – Vol. 268, № 11. – P. 1818–1823.

### References

1. Malyshev E.K., Zasadych Ju.B., Stabrovskij S.A. *Gas-Discharge detectors for the nuclear reactors control*. Moscow, Energoatomizdat, 1991. 161 p. (In Russian).
2. Dmitriev A.V., Malyshev E.K. *Neutron Ionization Chambers for Reactor Engineering*. Moscow, Atomizdat, 1975. 46 p. (In Russian).
3. Tsoulfanidis N. *Measurement and detection of radiation*. Second edition. Washington, Taylor & Francis, 1995. 518 p.
4. Antolínez A., Rapisarda D. Fission chambers designer based on Monte Carlo techniques working in current mode and operated in saturation regime. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2016, vol. 825, pp. 6–16. Doi: 10.1016/j.nima.2016.03.050



5. Poujade O., Lebrun A. Modeling of the saturation current of a fission chamber taking into account the distortion of electric field due to space charge effects. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1999, vol. 433, no. 3, pp. 673–682. Doi: 10.1016/S0168-9002(99)00386-1

6. Chabod S., Fioni G., Letourneau A., Marie F. Modelling of Fission Chambers in Current Mode— Analytical Approach. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2006, vol. 566, no. 2, pp. 633–653. Doi: 10.1016/j.nima.2006.06.067

7. *Fundamentals of neutron and gamma detectors*. Available at: <http://www.qsl.net/k0ff/016%20Manuals/NEUTRON%20DETECTION/part1.pdf>. (accessed 21 July 2016).

8. Ziegler J.F. The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter. *Journal of applied physics*, 1999, vol. 85, no. 3, pp. 1249–1272. Doi: 10.1063/1.369844

9. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P. SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2010, vol. 268, no. 11, pp. 1818–1823. Doi: 10.1016/j.nimb.2010.02.091.

### Информация об авторах

**Лэ Тхи Зиёу Хьён** – аспирант, Белорусский государственный университет (пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: hienle.job@gmail.com

**Кутень Семен Адамович** – кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией Института ядерных проблем БГУ, Белорусский государственный университет (ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: kut@inp.bsu.by

**Хрущинский Аркадий Аркадьевич** – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института ядерных проблем БГУ, Белорусский государственный университет (ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: arluchr@mail.ru

### Для цитирования

Лэ Тхи Зиёу Хьён. Распределение начальной ионизации в рабочем объеме ионизационной камеры / Лэ Тхи Зиёу Хьён, С. А. Кутень, А. А. Хрущинский // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2017. – № 1. – С. 111–119.

### Information about the authors

**Le Thi Dieu Hien** – Postgraduate, Belarusian State University (4, Nezavisimosti Ave., 220030, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: hienle.job@gmail.com

**Kuten Siamion Adamovich** – Ph. D. (Physics and Mathematics), Head of the Laboratory of the Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University (11, Bobruiskaya Str., 220030, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: kut@inp.bsu.by

**Khrutchinsky Arkady Arkadievich** – Ph. D. (Physics and Mathematics), Leading Researcher of the Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University (11, Bobruiskaya Str., 220030, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: arluchr@mail.ru

### For citation

Le Thi Dieu Hien, Kuten S.A., Khrutchinsky A.A. Initial ionization distribution in the active volume of the ionization chamber. *Vestsi Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seryia fizika-matematychnykh navuk* [Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series], 2017, no. 1, pp. 111–119. (In Russian).