

---

ЛАБОРАТОРНАЯ  
ТЕХНИКА

---

## ИЗМЕРЕНИЕ СТОРОННИХ ЗАРЯДОВ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

© 2019 г. М. В. Яковлев

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения  
Россия, 141070, Королев Московской обл., ул. Пионерская, 4

e-mail: Michael.V.Yakovlev@tsniimash.ru

Поступила в редакцию 27.11.2018 г.

После доработки 27.11.2018 г.

Принята к публикации 24.12.2018 г.

Предложен детектор и выполнено измерение сторонних зарядов в условиях электропроводности диэлектриков при облучении  $\gamma$ -квантами на источнике  $^{60}\text{Co}$ . Определено распределение сторонних зарядов в условиях влияния различных границ раздела диэлектрик–металл. Предложен метод раздельного определения радиационно-наведенных сигналов в структурах диэлектрик–металл в зависимости от механизмов возбуждения сигнала токами смещения или токами проводимости.

DOI: 10.1134/S0032816219030273

### ВВЕДЕНИЕ

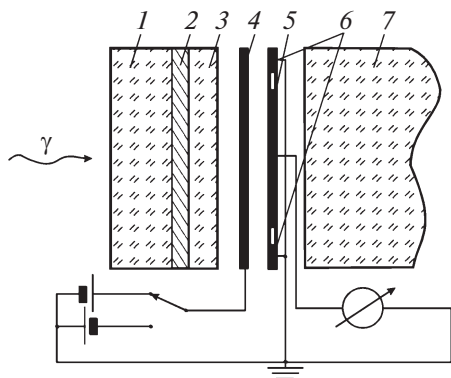
Сторонние заряды образуются в диэлектриках под действием ионизирующего излучения за счет движения вторичных высокоэнергетических заряженных частиц, которое именуется радиационным сторонним током [1]. Одновременно в диэлектрических материалах наблюдается эффект радиационно-наведенной электропроводности (р.н.э.) – формирование тока “термализованных” носителей заряда в электрическом поле внешних источников или собственного объемного заряда диэлектрика как суммы сторонних зарядов и электретных зарядов, связанных с технологией изготовления или с предварительным воздействием (деформации, внешние электрические источники и др.). Результирующие радиационные эффекты в системах диэлектрик–металл определяются совместным действием токов смещения при изменении собственного объемного заряда во времени и токов проводимости (эффект р.н.э.). По мнению авторов [2], в условиях эксперимента невозможно исключить влияние токов р.н.э. и для определения распределений стороннего заряда необходимо применять расчеты по методу статистических испытаний или по приближенным инженерным методикам [3].

Целью данной работы является экспериментальное определение сторонних зарядов в условиях электропроводности диэлектриков при облучении и радиационных эффектов в системах диэлектрик–металл при совместном действии сторонних зарядов и токов проводимости.

### РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТОРОННИХ ЗАРЯДОВ И ТОКОВ ПРОВОДИМОСТИ

Распределения сторонних зарядов и токов проводимости измерены в области граничных эффектов в полиэтилене вблизи границы раздела с медью [4]. Облучение испытуемых образцов проводилось на источнике  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -излучения. Токи проводимости представлены распределением поглощенной дозы (мощности поглощенной дозы)  $\gamma$ -излучения в объеме диэлектрика [5]. Перед началом измерений проводилась нейтрализация начальных электретных зарядов в полиэтилене путем предварительного нагрева с последующим охлаждением в термостате или при воздействии  $\gamma$ -излучения [6].

Измерение поглощенной дозы  $\gamma$ -излучения в полиэтилене вблизи границы раздела с медью выполнено тонкостенной ионизационной камерой (см. рис. 1), потенциальный (4) и измерительный (5) электроды которой изготовлены из лавсановой пленки толщиной 10 мкм ( $\sim 1 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ ) с напылением слоя алюминия толщиной  $\sim 100 \text{ \AA}$ . Пробег вторичных электронов в полиэтилене намного превышал толщину электродов, что исключало влияние электродов на пространственное распределение поглощенной дозы. Измерительный электрод 5 был окружен охранным кольцом 6, что обеспечивало выравнивание электрического поля в чувствительном объеме ионизационной камеры. Полиэтиленовая пластина 7 исключала влияние излучения, рассеянного во



**Рис. 1.** Схема экспериментального устройства для измерения поглощенной дозы излучения в полиэтилене вблизи границы раздела с медью. 1 — фильтр в виде пластины из полиэтилена; 2 — медная пластина толщиной  $180 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ ; 3 — полиэтиленовая пластина переменной толщины; 4 — потенциальный электрод; 5 — измерительный электрод; 6 — охранный электрод; 7 — полиэтиленовая пластина.

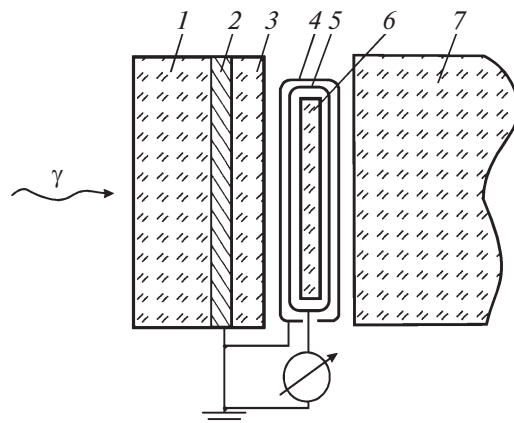
внешней среде, на измеряемые приграничные распределения.

Перед медной пластиной 2 толщиной  $180 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$  устанавливался фильтр 1 в виде пластины из полиэтилена для исключения влияния вторичных электронов, вылетающих из источника  $^{60}\text{Co}$ . Толщина полиэтиленовой пластины 3 варьировалась в пределах от 0 до  $400 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ , что отвечало условиям электронного равновесия [7] в среде полиэтилена.

Толщина воздушного зазора контролировалась путем измерения собственной емкости ионизационной камеры. Ток ионизационной камеры регистрировался электрометром при различных полярностях напряжения на потенциальном электроде, что исключало погрешность за счет переноса заряда вторичными высокоэнергетическими электронами. Мощность дозы воздействующего  $\gamma$ -излучения составляла  $10^{-4}$ – $10^{-3} \text{ Гр} \cdot \text{с}^{-1}$ . Измерения выполнены при тщательном электростатическом экранировании измерительного тракта, что обеспечило стабильность показаний электрометра.

Распределения стороннего заряда измерены детектором, основанным на принципе цилиндра Фарадея с диэлектрическим заполнением (см. рис. 2). Назначение пластин 1, 2, 3, 7 детектора аналогично соответствующим пластинам в эксперименте с ионизационной камерой (рис. 1).

Коллектором заряда вторичных высокоэнергетических электронов служила полиэтиленовая пластина 6 (рис. 2) толщиной  $30 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ , которую окружали охранный (4) и измерительный (5) электроды. Охранный электрод 4 находился под нулевым потенциалом, что исключало сигналы за



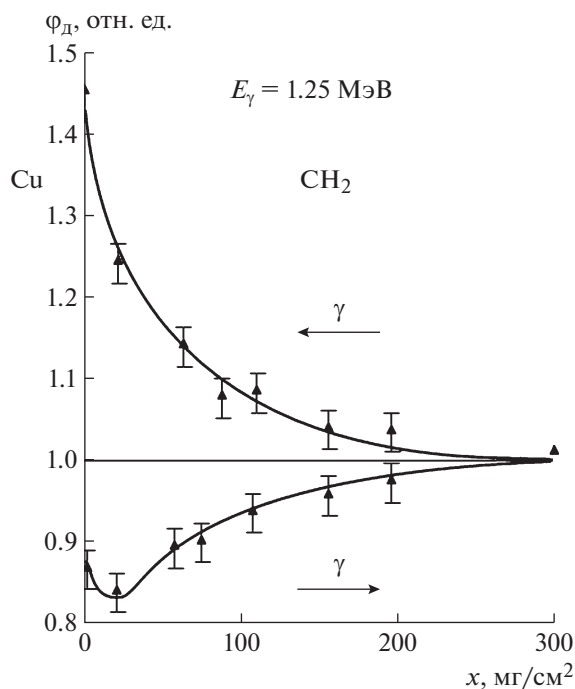
**Рис. 2.** Схема экспериментального устройства для измерения приграничных распределений стороннего заряда. 1 — фильтр в виде пластины из полиэтилена; 2 — медная пластина толщиной  $180 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ ; 3 — полиэтиленовая пластина переменной толщины; 4 — охранный электрод; 5 — измерительный электрод; 6 — полиэтиленовая пластина — коллектор заряда вторичных электронов; 7 — полиэтиленовая пластина.

счет токов проводимости из окружающей среды полиэтилена (пластины 3, 7). Электроды были выполнены из лавсана с напылением алюминия. Ток детектора измерен электрометром при мощности дозы воздействующего  $\gamma$ -излучения  $10^{-4}$ – $10^{-3} \text{ Гр} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Результаты измерений представлены на рис. 3 и 4. Стрелками на рисунках показано направление облучения по отношению к границе раздела. Функции  $\varphi_d(x)$ ,  $\varphi_z(x)$  представляют отношение поглощенной дозы и стороннего заряда в приграничной области к соответствующим значениям измеряемых величин в области электронного равновесия в зависимости от расстояния до границы раздела с медной пластиной.

Погрешность измерений поглощенной дозы не превышала 10–15% и определялась стабильностью показаний электрометра. Погрешность измерений стороннего заряда составляла 15–20% вблизи границы раздела и постепенно увеличивалась в 1.5–2 раза по мере продвижения вглубь полиэтилена. Пространственная погрешность измерений стороннего заряда определялась толщиной пластины 6.

Из рис. 3 и 4 следует, что при облучении со стороны полиэтилена в нем формируется отрицательный сторонний заряд и возрастает поглощенная доза излучения, что связано с обратным рассеянием высокоэнергетических электронов на границе раздела. При облучении в противоположном направлении в полиэтилене вблизи границы раздела образуется положительный сторонний заряд и уменьшается поглощенная доза излучения, что



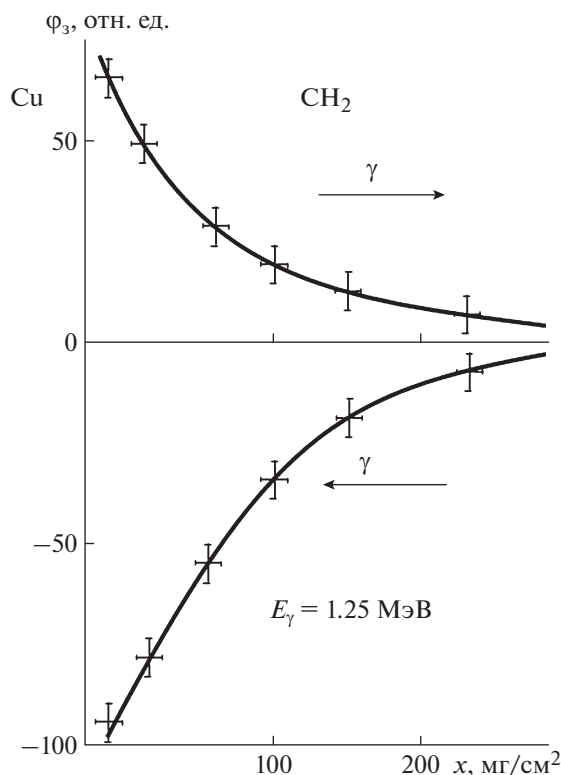
**Рис. 3.** Отношение поглощенных доз в приграничной области и в однородной среде полиэтилена при облучении  $\gamma$ -квантами с энергией 1.25 МэВ в зависимости от расстояния до границы раздела с медной пластиной.

происходит в результате оттока высокоэнергетических электронов от границы раздела с медью.

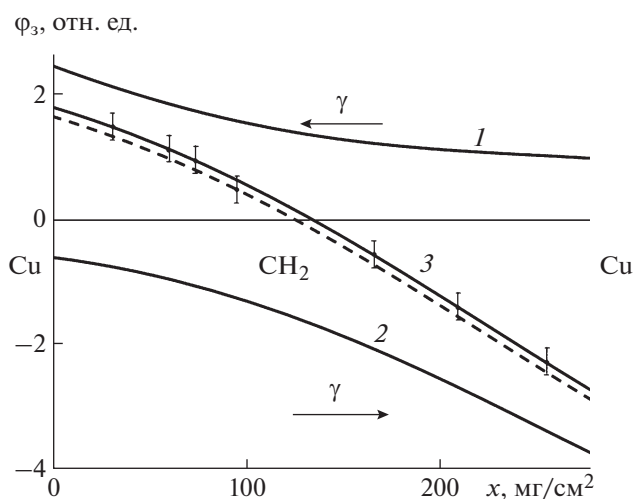
Вторичные электроны, образованные в медной пластине, имеют сравнительно небольшой пробег, и их влияние сказывается непосредственно вблизи границы раздела. При облучении со стороны медной пластины вклад этих электронов приводит к уменьшению абсолютных значений функции  $\phi_3(x)$ , а также к формированию экстремума функции  $\phi_d(x)$ .

На рис. 5 представлено распределение  $\phi_3(x)$  в полиэтилене в области взаимного влияния двух противоположно ориентированных относительно направления облучения границ раздела с медью. Кривой 3 на рис. 5 отмечена аппроксимация результатов измерений. Кривыми 1, 2 обозначены распределения стороннего заряда у каждой из границ в отдельности, а штриховой линией — алгебраическая сумма этих распределений, практически совпадающая с данными эксперимента.

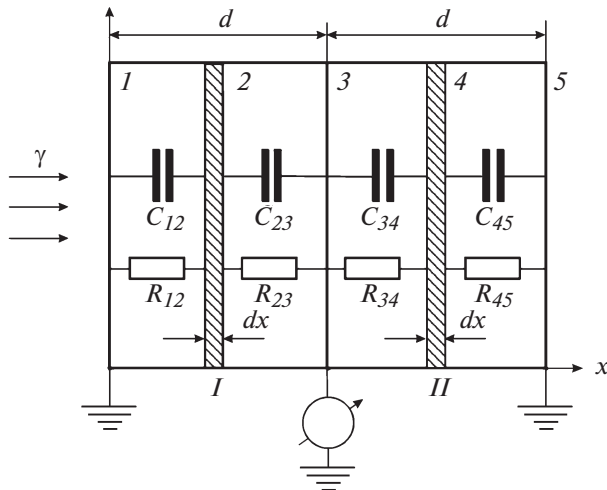
Таким образом, в области взаимного влияния двух границ раздела сторонний заряд определяется суперпозицией его распределений у каждой из границ в отдельности. Нарушение принципа суперпозиции возможно при малых толщинах диэлектрика, когда вторичные электроны, отраженные от одной из границ, способны долететь до



**Рис. 4.** Отношение объемных плотностей заряда в приграничной области и в однородной среде полиэтилена при облучении  $\gamma$ -квантами с энергией 1.25 МэВ в зависимости от расстояния до границы раздела с медной пластиной.



**Рис. 5.** Объемная плотность заряда в полиэтилене между двумя пластинами из меди в зависимости от расстояния до границ раздела.



**Рис. 6.** Электрическая схема для определения токов смещения и проводимости в структурах диэлектрик–металл при действии  $\gamma$ -излучения.

другой границы и испытать там повторное обратное рассеяние.

#### РАДИАЦИОННО-НАВЕДЕННЫЕ СИГНАЛЫ ПРИ СОВМЕСТНОМ ДЕЙСТВИИ СТОРОННИХ ЗАРЯДОВ И ТОКОВ ПРОВОДИМОСТИ

При отсутствии электретных эффектов и внешних электрических источников в начале облучения сторонние заряды и электрическое поле в диэлектрике отсутствуют, и токи проводимости равны нулю. Регистрируемый сигнал определяется токами смещения за счет образования стороннего заряда при переносе вторичных высокоэнергетических электронов.

Накопление объемного заряда приводит к формированию электрического поля, при этом появляются и возрастают токи проводимости. Регистрируемый сигнал уже определяется совместным действием токов смещения и токов проводимости. По мере дальнейшего облучения наступает состояние квазистатического равновесия, когда приток заряда внутрь любого произвольно выбранного объема внутри диэлектрика за счет переноса высокоэнергетических электронов становится равным оттоку заряда из этого объема за счет токов проводимости.

Дальнейший рост объемного заряда прекращается, и регистрируемый сигнал определяется только токами проводимости. Таким образом, при малых временах облучения  $t$  (предельный случай  $t \rightarrow 0$ ) регистрируемый сигнал определяется токами смещения  $J_{см}$ , а при достаточно продолжительном облучении (предельный слу-

чай  $t \rightarrow \infty$ ) сигнал определяется токами проводимости  $J_{пр}$ .

Радиационно-наведенные сигналы измерены в плоском двухслойном конденсаторе (рис. 6), внешние электроды (1, 5) которого были выполнены из медных пластин толщиной  $180 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$  и заземлены, а измерительный электрод 3 представлен диэлектрическим цилиндром Фарадея без охранного электрода (4 на рис. 2). Между электродами устанавливались пластины из полиэтилена (I, II, рис. 6) переменной толщины  $d$ . Облучение проводилось на источнике  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -излучения при постоянной мощности дозы  $P_\gamma$  в диапазоне  $10^{-4} - 10^{-3} \text{ Гр} \cdot \text{с}^{-1}$ . Конденсаторами и резисторами на рис. 6 обозначены механизмы передачи заряда от произвольного слоя  $dx$  диэлектрика на измерительный электрод 3 при формировании соответственно токов смещения ( $J_{см}$  при  $t \rightarrow 0$ ) и токов проводимости ( $J_{пр}$  при  $t \rightarrow \infty$ ). С учетом измеренных приграничных распределений  $\Phi_d(x)$ ,  $\Phi_3(x)$  выражения для  $J_{см}$ ,  $J_{пр}$  в отмеченных предельных случаях имеют вид [4]:

$$J_{см} = \frac{1}{d} \left\{ \int_0^d x \frac{\partial \rho_0(x, t)}{\partial t} dx + \int_d^{2d} (2d - x) \frac{\partial \rho_0(x, t)}{\partial t} dx \right\}, \quad (1)$$

$$J_{пр} = \left\{ \int_0^d \frac{dx}{\Phi_d^\Delta(x)} \right\}^{-1} \int_0^d \frac{\partial \rho_0(x, t)}{\partial t} dx \int_0^x \frac{dx'}{\Phi_d^\Delta(x')} + \left\{ \int_d^{2d} \frac{dx}{\Phi_d^\Delta(x)} \right\}^{-1} \int_d^{2d} \frac{\partial \rho_0(x, t)}{\partial t} dx \int_x^{2d} \frac{dx'}{\Phi_d^\Delta(x')}, \quad (2)$$

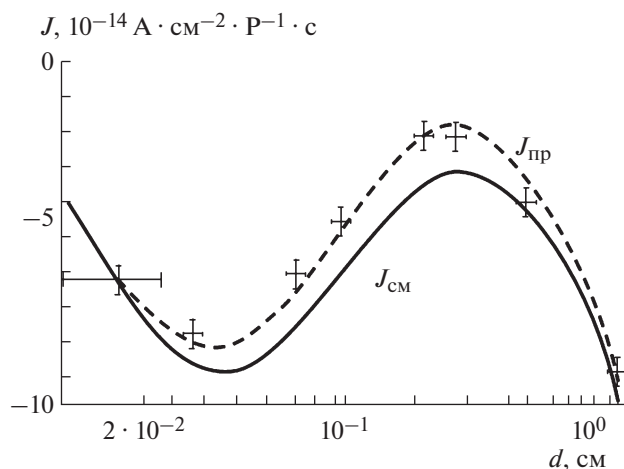
где

$$\frac{\partial \rho_0(x, t)}{\partial t} = e \frac{\delta_e}{\lambda_\gamma} \Phi_3(x) P_\gamma; \quad (3)$$

$\rho_0(x, t)$  — объемная плотность сторонних зарядов;  $\delta_e(E)$  — средняя проекция пробега вторичных высокоэнергетических электронов, которые образуются в веществе при облучении квантами с энергией  $E$  на направление движения первичных квантов;  $\lambda_\gamma$  — пробег  $\gamma$ -квантов в среде полиэтилена;  $e$  — заряд электрона;  $\Delta$ ,  $\sigma_0$  — эмпирические константы из соотношения для р.н.э. диэлектрика [5]:

$$\sigma(x, t) = \sigma_0 \{ \Phi_d(x) P_\gamma \}^\Delta. \quad (4)$$

При равномерном распределении поглощенной дозы в диэлектрике ( $\Phi_d(x) \equiv 1$ ) выражения (1), (2) совпадают и токи  $J_{см}$ ,  $J_{пр}$  тождественно равны. Для случая измеренных распределений  $\Phi_d(x)$ ,  $\Phi_3(x)$  (рис. 4 и 5) установленная в эксперименте зависимость радиационно-наведенного тока от толщины диэлектрика  $d$  представлена на рис. 7. Отсчет тока проводился по мере стабилизации регистрируемого сигнала, что соответствовало измерению токов проводимости. Сплошной и штриховой линиями



**Рис. 7.** Радиационный ток многослойной плоской системы диэлектрик–металл при действии  $\gamma$ -излучения в зависимости от толщины диэлектрика.

на рис. 7 представлен расчет токов смещения и токов проводимости по формулам (1), (2). При этом функции  $\varphi_3(x)$ ,  $\varphi_d(x)$  определялись как суперпозиция приграничных распределений от двух границ раздела. Погрешности измерений обусловлены флуктуациями регистрируемого сигнала.

Измеренная зависимость имеет два ярко выраженных экстремума. В предельной ситуации при  $d \rightarrow 0$  имеет место  $J_{см}, J_{пр} \rightarrow 0$ . Поэтому с увеличением толщины диэлектрика  $d$  до 0.05–0.07 см наблюдается рост тока при отрицательной полярности сигнала.

В области  $d = 0.06$ –0.2 см приграничные распределения стороннего заряда от двух границ раздела взаимно компенсируются, измеряемый ток спадает по абсолютному значению, и появляется первый экстремум. В области  $d > 0.5$  см граничные эффекты удалены от измерительного электрода, преобладает влияние отрицательного стороннего заряда в однородной среде диэлектрика, и амплитуда регистрируемого сигнала возрастает пропорционально толщине диэлектрических пластин 2, 4 (рис. 6), что приводит к появлению второго экстремума.

В пределах погрешности измеренные значения тока согласуются с расчетом для тока проводимости, что подтверждает корректность условий проведения эксперимента и достоверность расчетных моделей. В проведенном эксперименте смена механизма формирования радиационного сигнала от токов смещения к токам проводимости приводит к уменьшению амплитуды регистрируемого радиационно-наведенного сигнала до 2 раз при сохранении полярности сигнала. В других условиях гра-

ничных эффектов не исключено изменение полярности регистрируемого сигнала.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена конструкция детектора и разработана методика измерения стороннего заряда в диэлектриках в условиях электропроводности диэлектриков при облучении и радиационных эффектов в системах диэлектрик–металл при совместном действии сторонних зарядов и токов проводимости.

Определены распределения сторонних зарядов в диэлектрике вблизи границ раздела с металлом, включая область взаимного влияния границ раздела, ориентированных противоположно относительно направления облучения. При облучении  $\gamma$ -квантами изотопного источника  $^{60}\text{Co}$  вплоть до толщин диэлектрика порядка десятых долей пробега образующихся в диэлектрике наиболее высокоэнергетических вторичных электронов результирующее распределение стороннего заряда определяется суперпозицией его распределений у каждой из границ в отдельности.

Предложен метод раздельного определения радиационно-наведенных сигналов в структурах диэлектрик–металл в зависимости от механизмов возбуждения сигнала токами смещения или токами проводимости. Смена механизма формирования сигнала от токов смещения к токам проводимости может привести к нелинейной зависимости амплитуды от мощности дозы воздействующего излучения вплоть до смены полярности регистрируемого сигнала.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. Т. 8. М.: Наука, 1982.
2. Fredericksoh A.R. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1976. V. NS-23. № 6. P. 1867.
3. Carth J.C., Chadsey W. L., Sheppard R.L. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. V. NS-22. № 6. P. 2562.
4. Шиловцев Б.А., Лазурик В.Т., Яковлев М.В. Граничные эффекты в элементах бортовой аппаратуры космических аппаратов при действии потоков ионизирующего излучения. М.: Физматлит, 2017. ISBN 978-5-9221-1755-5.
5. Роуз С. Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1976.
6. Шиловцев Б.А., Яковлев М.В. // Сб. научных трудов ФГУП ЦНИИмаш “Теоретические и экспериментальные исследования вопросов общей физики”. 2003. С. 132.
7. Иванов В.И. Курс дозиметрии. М. Энергоиздат, 1988. С. 50. ISBN 5-283-02968-9.