

01;12

Энергетический спектр микроканального умножителя с двумя микроканальными пластинами в шевронной сборке

© А.В. Косуля¹, В.Г. Вербицкий^{1,2}¹ Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, Киев, Украина² Национальный технический университет Украины „Киевский политехнический институт“, Киев, Украина

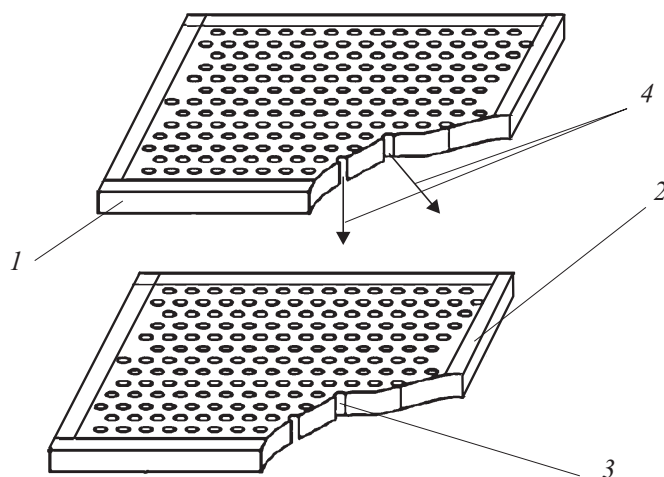
E-mail: alexandr250990@mail.ru

Поступило в Редакцию 7 июля 2017 г.

Рассмотрена математическая модель отклика микроканального умножителя на основе двух микроканальных пластин в шевронной сборке. Получены аналитические выражения, связывающие параметры входных и выходных сигналов. Определена геометрия и проведена оптимизация шевронного узла.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.22.45268.16959

Микроканальные пластины (МКП) имеют уникальное сочетание свойств: большой коэффициент усиления, высокое пространственное и временное разрешение. МКП используются в различных областях, таких как электронная спектроскопия и микроскопия, масс-спектрометрия, рентгеновская астрономия, ядерные исследования. В детекторах часто используются микроканальные умножители (МКУ) для преобразования и усиления сигнала. Использование двух МКП в шевронной сборке позволяет получить достаточный коэффициент усиления и устранить ионную обратную связь [1]. Особенности данного класса усилителей заключаются в компактности, высоких коэффициентах усиления сигнала (до 10^6 – 10^7) и высоких пространственном (несколько микрометров) и временном (несколько пикосекунд) разрешениях. Настоящая работа посвящена моделированию многочастичного отклика и определению энергетического спектра выходного сигнала в зависимости от энергии входного, что даст возможность оптимально позиционировать входные каналы большой интегральной схемы (БИС) и моделирование функ-



Строение шевронного узла МКУ: 1 — стекловидная структура, 2 — область электродов, 3 — каналы МКП, 4 — пучки электронов.

ции отклика микроэлектронного координатно-чувствительного детектора (МКЧД) [2.3].

Частица, попадая на поверхность первой МКП, преобразуется в лавину электронов и под действием ускоряющего поля попадает на поверхность второй МКП [4]. Попадание одной частицы на поверхность МКУ рассмотрено в работе [5]. При попадании нескольких ионов на поверхность МКУ возбуждается несколько каналов первой МКП и на выходе каждого формируются пучки вторичных электронов. Пучки электронов из отдельных каналов не должны перемешиваться между собой, поскольку это приводит к снижению пространственного разрешения МКУ [6]. Строение шевронного узла изображено на рисунке.

Рассмотрим происходящие процессы с точки зрения волновой теории. Каждый пучок электронов будет волной де Бройля, а канал, из которого вылетает лавина соответственно источником. В таком случае волны не должны взаимодействовать между собой, т.е. интерферировать, или интерференцией можно было бы пренебречь. При этом достаточно рассмотреть интерференцию двух соседних источников. Поскольку каналы наклонены под углом α относительно нормали к

поверхности, интенсивность будет определяться как

$$I_\alpha = I_0, \frac{\sin^2(\pi d \sin(\frac{\alpha}{\lambda}))}{(\pi d \sin(\frac{\alpha}{\lambda}))^2}, \quad (1)$$

Где I_0 — интенсивность вдоль оси канала, d — диаметр канала, λ — длина волны де Бройля. Условие интерференции определяется как

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda} \frac{l}{L}\right), \quad (2)$$

где I_1 — интенсивность первого источника, I_2 — интенсивность второго источника, x — точка падения волн на второй МКП, l — расстояние между источниками, L — расстояние между пластинами. Из уравнения (2) первое условие — отсутствие интерференции

$$\frac{x}{\lambda} \frac{l}{L} = \frac{1}{4} + \frac{1}{2}n. \quad (3)$$

Второе условие — интерференцией можно пренебречь, если ширина интерференционных полос много меньше расстояния между источниками:

$$\frac{\lambda L}{l} \ll l. \quad (4)$$

Перепишем уравнения (3) и (4) с учетом того, что $\lambda = h/mv$, где h — постоянная Планка, m — масса электрона, v — скорость, определенная в работе [5]:

$$\frac{xm}{h} \frac{l}{L} \sqrt{v_0^2 + 2\eta U} = \frac{1}{4} + \frac{1}{2}n, \quad (5)$$

$$\frac{L}{\sqrt{v_0^2 + 2\eta U}} \ll \frac{ml^2}{h}, \quad (6)$$

где U — ускоряющая разность потенциалов между пластинами, η — удельный заряд электрона, v_0 — начальная скорость. Если условия (5) или (6) выполняются, то волны не интерферируют или интерференцией можно пренебречь. Поскольку МКУ используется в качестве детектора, МКП работают в импульсном режиме. Напряженность поля вдоль оси канала и коэффициент усиления определяются как [7]

$$E_z(z, t) = E_0 h_E(z, t), \quad (7)$$

$$k(z, t) = \frac{k_0 h_E(z, t)}{1 - (h_E(z, t_p) - 1) e^{\frac{t_p - t}{\tau}}}, \quad (8)$$

где E_{0z} и k_0 — поле и коэффициент усиления в режиме без насыщения, а функция формы h_E имеет вид

$$h_E(z, t) = \frac{\ln M_0}{\{\ln M_0 - \ln(1 + c(t)) - \ln(1 + c(t)M_0)\} [1 + c(t)e^{\gamma z}]}, \quad (9)$$

$$c(t) = \frac{I_{inp}}{I_R} (1 - e^{-t/\tau}). \quad (10)$$

Здесь I_{inp} — входной ток, $I_R = U_0 R$ — ток проводимости по стенкам канала, U_0 — приложенное к МКП напряжение, R — омическое сопротивление канала, U_0 — приложенное к МКП напряжение, R — омическое сопротивление канала, $\gamma = \ln M_0 / L$ — инкремент роста электрического поля вдоль канала без насыщения, M_0 — коэффициент усиления в линейном режиме, $\tau = RC$ — время релаксации наведенных зарядов, типичное значение которого для МКП составляет $10^{-2} - 10^{-3}$ [7].

Интенсивность падающего излучения на первую МКП связана с плотностью энергии и скоростью распространения

$$I = wv, \quad (11)$$

где w — плотность энергии, а v — скорость. Также интенсивность связана с амплитудой $I \sim A^2$, где A — амплитуда. Напряженность поля на выходе канала первой МКП будет задаваться переходной характеристикой поля h_E , которая будет иметь вид

$$E_{L1}(L, t) = \frac{U_0 \ln M_0 \cos \alpha}{d \{\ln M_0 - \ln(1 + c_1(t)) - \ln(1 + c_1(t)M_0)\} [1 + c_1(t)M_0]}. \quad (12)$$

Положение фокальной плоскости масс-спектрометра рассчитано так, чтобы пространственным зарядом можно было пренебречь, тогда энергия падающего излучения распределится равномерно по площади. Число возбужденных каналов первой МКП можно определить как $N = S_{in}/S_0$, где S_{in} — площадь поперечного сечения падающего пучка, S_0 — площадь канала;

$$c_1(t) = \frac{1}{I_R} (1 - e^{-t/\tau}) \sqrt{\sqrt{\frac{2}{m}} \frac{1}{S_0 \cos \alpha} \left(\frac{S_0}{S_{in}} W_{in} \right)^{3/2}}. \quad (13)$$

Здесь k — коэффициент пропорциональности, так как интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды тока и определяется на этапе юстировки, d — диаметр канала МКП, W_{in} — энергия падающего излучения. Поскольку конец вектора напряженности поля описывает в плоскости, поперечной направлению распространения волны, эллипс, интенсивность волны электронов вдоль оси на выходе канала можно определить через напряженность поля как

$$I = \frac{c}{8\pi} (E_{L1}(L, t))^2. \quad (14)$$

С учетом уравнения (1) можно переписать

$$I_\alpha = \frac{c}{8\pi} (E_{L1}(L, t))^2 \frac{\sin^2\left(\pi d \sin\left(\frac{am\sqrt{2\eta U}}{h}\right)\right)}{\left(\pi d \sin\left(\frac{am\sqrt{2\eta U}}{h}\right)\right)^2} \quad (15)$$

где η — удельный заряд электрона, U — ускоряющее напряжение между пластинами.

Учитывая уравнение (11), запишем зависимость энергии волны от интенсивности

$$W = \sqrt[3]{\frac{mS_0 \cos \alpha I_\alpha^2}{2}}. \quad (16)$$

Энергия в момент попадания на поверхность второй МКП будет суммой энергии на выходе канала и энергией ускоряющего поля eU . Площадь поперечного сечения пучка найдена в работе [5], где показано, что расталкиванием в пучке можно пренебречь, и тогда можно считать, что энергия распределится равномерно по площади ($dE/dS = \text{const}$, $dE/dz = 0$). Число возбужденных каналов второй МКП можно определить как $N = S/S_0$, где S — площадь поперечного сечения пучка. Тогда энергия, приходящаяся на один канал, будет определяться как W/N :

$$W_0 = \frac{S_0}{S} \left(eU + \sqrt[3]{\frac{mS_0 \cos \alpha I_\alpha^2}{2}} \right), \quad (17)$$

а интенсивность соответственно:

$$I = \frac{1}{\cos \alpha} \sqrt{\frac{2S_0}{m}} \left(\frac{1}{S} \left(eU + \sqrt[3]{\frac{mS_0 \cos \alpha I_\alpha^2}{2}} \right) \right)^{3/2}. \quad (18)$$

Ток на входе канала можно определить как

$$I_{inp} = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{1}{\cos \alpha} \sqrt{\frac{2S_0}{m}} \left(\frac{1}{S} \left(eU + \sqrt[3]{\frac{mS_0 \cos \alpha I_\alpha^2}{2}} \right) \right)}. \quad (19)$$

Напряженность поля на выходе канала второй МКП будет иметь вид

$$E_{L2}(L, t) = \frac{U_0 \ln M_0 \cos \alpha}{d \{ \ln M_0 - \ln(1 - c_2(t)) - \ln(1 + c_2(t)M_0) \} [1 + c_2(t)M_0]}, \quad (20)$$

$$c_2(t) = \frac{1}{kI_R} (1 - e^{-t/\tau}) \sqrt{\frac{1}{\cos \alpha} \sqrt{\frac{2S_0}{m}} \left(\frac{1}{S} \left(eU + \sqrt[3]{\frac{mS_0 \cos \alpha I_\alpha^2}{2}} \right) \right)^{3/2}}, \quad (21)$$

где I_α — определяется уравнением (15).

Энергия будет определяться как

$$W_{out} = \sqrt[3]{\frac{mS_0 \cos \alpha}{2} \left(\frac{3c}{16\pi} (E_{L2}(L, t))^2 \frac{\sin^2(\pi d \sin(\frac{\alpha}{\lambda}))}{(\pi d \sin(\frac{\alpha}{\lambda}))^2} \right)}. \quad (22)$$

Распределение по энергиям на выходе канала дается распределением Чанга–Эверхардта [8]:

$$f(w) = A \frac{W_{out} - W_f - \Phi}{(W_{out} - W_f)^4}. \quad (23)$$

Здесь A — нормировочный множитель, W_f — энергия Ферми SiO_2 , Φ — работа выхода электрона из SiO_2 .

Таким образом, определена математическая модель МКУ и получена связь между энергией входного и выходного сигналов. Также получены ограничения на геометрию МКУ и ускоряющее напряжение между пластинами. Поскольку предполагается использование МКУ в составе МКЧД, то полученные результаты дают возможность в дальнейшем определить функцию отклика МКЧД и оптимально позиционировать входные каналы БИС.

Список литературы

- [1] *Wiza J.L.* // Nucl. Instrum. Meth. 1979. V. 162. Iss. 1-3. P. 587–601.
- [2] *Сидоренко В.П., Вербицкий В.Г., Прокофьев Ю.В., Кизяк А.Ю., Николаенко Ю.Е.* // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2009. № 2. С. 25–29.
- [3] *Сидоренко В.П., Прокофьев Ю.В., Мурченко Д.С., Ерёменко В.М., Шелехов А.В.* // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2016. № 4-5. С. 53–60.
- [4] *Борискин А.И., Еременко В.М., Мордик С.Н.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 7. С. 111–117.
- [5] *Косуля А.В., Вербицкий В.Г.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. В. 18. С. 40–46.
- [6] *Иванов В.Я.* // Вестник СПбГУ. Сер. 11. 2011. В. 4. С. 14–31.
- [7] *Беркин А.Б., Васильев В.В.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 2. С. 127–129.
- [8] *Chung M.S., Everhart T.E.* // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 2. P. 707–709.